修士論文

ウェーブレット変換による
金属破断面の特性化と
金属破壊機構解明への応用

1p » 90p 完

平成 13年 2月 16日 提出

指導教官　　　酒井 信介 教授

96159　橋鷹　伴幸

目 次

図 目 次

表 目 次

第1章　序論

1.1　本研究の背景

機械構造物の破損事故において、その破断面を観察し詳細に解析するフラクトグラフィーは古くから行われており、破損原因を推定する上で重要な技術である。最近では、技術の発達により、走査型電子顕微鏡 (SEM) や走査型レーザー顕微鏡 (SLM)、トンネル顕微鏡 (STM)、および原子間力顕微鏡 (AFM) が開発され、またコンピュータ技術の発達により、立体像の構築による 3 次元破面解析や、原子レベルでの破壊解析が行われている [1]。

材料の破壊機構解明においては、近年、破壊機構を破断面の幾何学的形状から解明しようとする研究が盛んに行われている。幾何学的形状を粗さ等の指標により、定量化することにより金属破断面を特性化し、破壊機構を解明することを目指している。特に、Mandelbrot により、フラクタル理論が提唱されて以来 [2]、金属破断面はフラクタル図形に類似していると考え、フラクタル特性により金属破壊機構を解明しようとする研究が数多く行われている [3, 4, 5, 6]。

金属破断面の解析において、様々な現象の生起した場所に関する情報は重要である。破壊の起点部には、破壊原因の重要な証拠が残されていることが多く、破壊の起点部を特定することにより、金属の破壊の原因を知ることができることが多い。また、金属破断面内において、局所の情報を得ることにより、き裂の進展方向などの破壊現象の進み方等の現象についての知見を得ることができる。したがって、破断面の局所的な情報を定量的に示す指標があれば、大変有用で役に立つものとなる。

従来から工学において、信号や波形等の複雑な物理現象を周期やスケールの異なる現象に分解する方法として、フーリエ解析が多岐に渡って用いられてきた。フーリエ変換はもとの関数を互いに相似な関数の和に展開しているわけであり、自己相似的な物理現象のフーリエスペクトルは特徴的なべき則を与えることが知られている。しかしながらフーリエスペクトルは現象の生起した場所に関する情報を全く含んでおらず、ある現象が異なる複数の現象を含んでいて、たとえそれらの生起する時刻が明確に分離していたとしても、フーリエスペクトルからそれぞれの構造を解析することは不可能である。

そこで、フーリエ変換のように調和振動のような時間 (空間) に一様に広がった関数ではなく、ある時刻 (場所) の周りに局在化した関数を選び、その平行移動と相似変換により、積分核を形成し、その積分核により積分変換を行うウェーブレット変換が提案された。これにより、もとの関数の局所的な相似構造を調べることが可能

になる [7]。

1.2 本研究の目的

ウェーブレット変換により、複雑な物理現象の局所的な相似構造を調べることが可能である。これは金属破断面についても例外ではない。本研究ではこの点に着目した。

金属破断面は等方的な自己相似図形 (フラクタル図形) ではなく、むしろ異方的な自己相似図形 (自己アフィン図形) に類似している。

金属破断面において、局所的な現象の推移を知ることは、金属の破壊機構解明において大変重要である。

そこで、本研究では、ウェーブレット変換を用いた局所的な自己アフィン特性を明らかにする手法を提案する。そして、その手法を金属破断面プロファイルに適用することにより、金属破断面プロファイルの局所的な自己アフィン特性を明らかにし、金属破壊機構解明への適用可能性を調べる。

そのために以下のことを行い、本研究の有効性を検討する。

1. シャルピー衝撃破断試験片の破断面における、延性破壊から脆性破壊へと遷移する境界を定量的に示す。
2. TiAl のクリープ破断面 (粒界破壊) とクリープ疲労破断面 (粒内破壊) の違いを定量的に示す。

1.3 本論文の構成

第 1 章 序論 では、本研究の背景と従来の研究について概説し、本研究の目的を示した。

第 2 章 基礎理論 では、本研究に必要な基礎的な理論について説明する。

第 3 章 解析対象の試験片およびプロファイル作成 では、本研究の解析対象となる試験片について説明する。また、本研究で行った破断面プロファイルの作成の意義と方法について説明する。

第 4 章 解析手法 では、本研究で目指す, ウェーブレット変換による局所的な Hurst 数の算出法を提案する。また、本研究で行うウェーブレット係数の算出方法について説明する。

第 5 章 解析結果 では、シャルピー試験片および TiAl 試験片破断面に対して行った AWC および局所的 Hurst 数の解析の結果を示し、それに対する説明を行なう。

第 6 章 考察 では、第 5 章の結果に対する考察を行い、また、他の手法との比較、任意の Hurst 数で生成されたプロファイルに対して解析を行い、本研究で提案した手法の妥当性、有効性の検証を行なう。

第 7 章 結論 では、本研究を通して得られた結論を総括する。

第2章　基礎理論

2.1　緒言

本章では本研究を行なうに際して必要である、以下の事項についてその理論を説明する。

1. フラクトグラフィー
2. 破断面の 3 次元形状測定について
3. フラクタルおよび自己アフィンについて
4. ウェーブレット変換について
5. Hurst 数の算出法について

2.2　フラクトグラフィ

材料の破断面には、破壊の進行状況を表す特徴的な模様が残されており、これらを調べることで破壊機構や破壊の原因に関する重要な情報を得ることが出来る。その破断面を SEM などで観察し材料損傷・破壊を推定する学問がフラクトグラフィである。

フラクトグラフィは通常 2 つに大別され、肉眼及び低倍率の光学顕微鏡による解析をマクロフラクトグラフィ (macrofractography:巨視的破面解析) 、電子顕微鏡などを用いたそれ以上の倍率による解析をマイクロフラクトグラフィと呼んでいる。フラクトグラフィは、まず低倍率の観察により破面の大まかな特徴をとらえた後、その細部がどうなっているのかを電子顕微鏡により観察するのが基本である。

2.2.1　走査型電子顕微鏡による破面観察法

走査型電子顕微鏡 (scanning electron microscope:SEM) は試料を電子線で走査し、これと同期して走査される、ブラウン管の輝度を試料から放出される 2 次電子や反射電子などの輝度の変化量に応じて変調させ、ブラウン管上に試料像を得るものである。これはレプリカを作成して観察する透過型電子顕微鏡 (transmission electron microscope:TEM) には分解能は劣る。しかし、レプリカのような面倒な手順を踏むことなく破面自体を観察することができる。また、倍率の可変領域も大きく、数十倍から 10 万倍まで連続観察が可能である。そのため、ミクロとマクロの対応が付け

やすく、連続写真やマッチング写真を簡単に撮ることができる。さらに、凹凸が激しくレプリカ作成が困難な破面でも容易に観察できるという特徴を持っている。しかし、レプリカでは試料を傷つけることなく観察できるが、SEM の場合には、試料を試料室に収まる大きさに切断しなければならないなどの問題点もある。

2.2.2　マクロフラクトグラフィ

マクロフラクトグラフィは、フラクトグラフィの第一歩で、事故解析の場合にはこれによりおおよその見当がつく場合も多い。

一般に、破壊をそれに伴う塑性変型の大小により区別し、塑性変型の大きい破壊を延性破壊、塑性変形の小さい破壊を脆性破壊と呼ぶ。それぞれの破壊により出来る破面は特徴的模様を持つ。破壊はまた、結晶粒内をき裂が貫通する粒内破壊 (trans-granular fracture) と粒界に沿ってき裂が伝播する粒界破壊 (integranular fracture) に分れる。粒界破壊は、巨視的には脆性的様相を呈するのが普通である。

2.2.3　マイクロフラクトグラフィ

電子顕微鏡で見た破面には、破壊過程に対応する種々の特徴的模様が観察され、破壊機構や破壊原因を解析するための有力な手がかりを与える。特徴的模様のミクロ観察を行うのがフラクトグラフィの基本である。特徴的模様を大別すると、結晶粒を横切って破壊の起こる粒内破壊と、結晶粒界に沿って破壊する粒界破壊に分けられる。以下に主な破面観察例を示す。

微小空洞の合体

延性を有する材料が大きな塑性変型を受ける場合に材料中の介在物や析出物などの第 2 相粒子を核として、微少空洞が発生し、やがてそれらが成長合体し破壊に至る。破面には至るところにディンプルと呼ばれる穴が観察でき、その底には第 2 相粒子が存在することがある。このディンプルの大きなものを観察すると、その穴の壁面に滑り模様が見られることがある。これは蛇行すべり、あるいは、ストレッチングと呼ばれ、ディンプルが滑り面分離によって成長したことを示している。ディンプルの形状は作用応力の大きさによって決まってくる。単軸引張応力の場合には、等軸ディンプルができ、せん断変形が起きる時には、せん断方向に引き延ばされた、伸長ディンプルが作られる。また、引き裂きの場合にも同様な伸長ディンプルが形成されるがその成長方向が異なる。

へき開

　へき開は、ほとんど変形を伴わず原子間の結合がきれて、引張分離するものである。破面は結晶粒にほぼ対応するファセットと呼ばれる面からなっている。このファセットの上には平坦で無特徴な面とそれらの面を分離している段が表れる。これは、破壊が幾つかの面にまたがって破壊が起こるため、平行なへき開面に沿ってへき開段が形成されるためである。そして、段の合体模様はリバーパターンと呼ばれている。また、へき開破壊のように特徴的なリバーパターンが見られるがその形が変形しているものがある。このような破面を擬へき開という。

すべり面分離

　すべり面分離によって生じた破面は、さざ波状の模様や蛇がうねったような模様の蛇行すべり、あるいは無特徴な領域などで形成される。そこでは、蛇行すべり、さざ波状のリップル、リップルが平滑になったストレッチングなどの様相を示す。

ストライエーション

　疲労破壊でき裂が伝播する際に繰返し応力の１サイクルに対応して形成されるしま模様がストライエーションである。ストライエーションには、延性ストライエーションと脆性ストライエーションの２つがある。一般には、延性ストライエーションが観察できる。これはき裂の微視的伝播方向にほぼ直角に形成される。

ストレッチゾーン

　疲労に予き裂を入れた試験片に静的に負荷をすると、予き裂の先端にすべり面分離によって生じた蛇行すべりやさざ波状模様が帯状に形成される。この帯状模様がストレッチゾーンと呼ばれている。

粒界分離

　結晶粒界では原子配列が不規則で、析出物や不純物が集積しやすいために粒界強度が低下し、粒界割れが生じることがある。粒界割れは、疲労、応力腐食割れ、水素脆化割れ、クリープ、焼きもどし脆化割れ、焼割れ、研削割れなどにおいて見られる。粒界ファセット上には、擬へき開、タング、ディンプル、ストライエーション模様、滑らかな無特徴模様などが形成されている。粒界に形成されるディンプルは

アルミ合金や高強度の延性破面、クリープ破面などで見られる。これらのディンプルのうち、延性や疲労及び長時間で破壊したクリープ破面には、粒界に析出した第2相粒子が起点となっている場合が多いのに対し、高温・高応力が作用するクリープでは、粒界三重点などを起点とした微小空洞が発生し成長してディンプルが形成されると考えられており、起点に析出物が存在しないのが一般的である。

2.3　破断面の３次元形状測定

2.3.1　走査型電子顕微鏡 (SEM) について

動作原理

SEM は、試料表面の形状をブラウン管 (以下 CRT と記す) 上に拡大して表示する装置である。試料表面を縦・横 880 £ 1152 の方眼に分割し、880 £ 1152 = 1:000:000 個の画素に分ける。

この画素を 1 画素ずつ電子線で照射し、試料表面から発生する二次電子量をブラウン管上の対応する画面に画素の明るさと位置を表示させる。

このようにして得られる像が SEM の二次電子像になる。

分解能

SEM の分解能は試料を照射する電子線の太さで決まる。仮に、5000 倍の拡大像を CRT 画面上の 100mm 四方に表示しているとする。

観察下にある試料表面の大きさは 100 £ 1=5000 = 20¹m 四方となる。これを縦、横 880 £ 1152 本に分割すると、1 画素の大きさは 20¹m £ 1=1152 = 20nm となる。すなわち、5000 倍の鮮明な像を得るためには、試料表面からの二次電子発生領域の大きさは約 20nm 四方でなければならない。この事は試料を照射する電子線の太さを 20nm 程度にすることにより達成される。

高倍率で高解像度の像を得るためには試料を照射する電子線を十分に細く絞ることが必要となる。CRT 画面上で、100mm 四方を縦、横 880 £ 1152 本に分割すると CRT 画面の 1 画素の大きさは 100 £ 1=1152 = 0:1mm 四方となる。

人間の目の分解能は 0.1〜0:2mm であるので、CRT 画面上の像は連続的な像として感じられ、モザイク画のようには見えなくなり、不自然さはなくなる。

二次電子像と反射電子像

二次電子とは入射電子により試料表面付近から出た低エネルギーの電子である。これを正の高電圧 (約 10KV) を有する検出器で集束させ、シンチレータ (電子線のエネルギーを光に変換する素子) を発光させる。この光を光電子増倍管で増幅し電気信号とする。この電気信号を CRT の制御電極に印加して CRT 画面上の輝度変化

として、二次電子量と対応させ像を得ている。

試料から放射される反射電子は照射エネルギーと同エネルギーを持つため、照射点から放射状に直進する。従って、検出器から見て試料の凹凸の陰にあたる部分で放射される電子は検出されないので、ちょうど検出器から証明された試料を電子プローブ方向から眺めたようなコントラストの像になる (図 2.1)[8]。

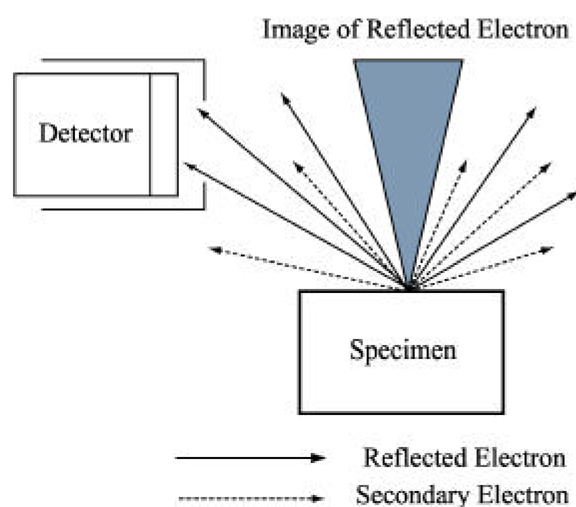


図 2.1: 反射電子像の照明効果

これに対して二次電子像では試料を眺める方向は変わらないが、コントラストのつき具合いは変わってくる。二次電子はエネルギーが低く、そのまま検出器に入っても検出器に感じないので二次電子を集め、これを加速するための電位が与えられている。そこでプローブの照射点からあらゆる方向に放射される二次電子は一様に検出器に集まり、反射電子の時に見られたような照明効果はなく、単に放射量の変化に基づくコントラストのみを得る像となる (図 2.2)[8]。

2.3.2 凹凸測定装置の動作原理

動作原理 1

試料面を電子線で照射した場合に発生する二次電子放出強度は、入射角の増大とともに、単調に増大する。また、その放出強度の角度分布も入射角度とともに変化し、その表面形状計測を行うために差分信号が必要となるため A、B、一対の二次電子検出器を備えている。

入射角 µ における A、B 両検出器からの出力信号強度を a、b、垂直入射における出力信号強度をそれぞれ a_n、b_n、K は定数とすると式 2.1 で µ が 75 度以上の時に良い近似を示す。

$$\tan \mu = K \; £ \; \frac{a^2 \; ¡ \; b^2}{(a_n + b_n)^2} \tag{2.1}$$

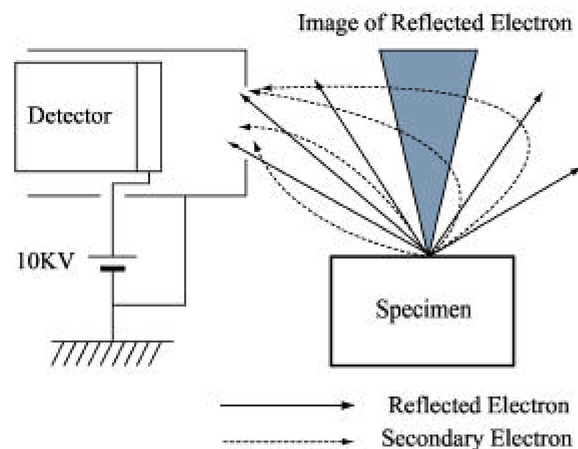


図 2.2: 二次電子像の照明効果

式 2.1 は SEM の通常の動作条件 (加速電圧 1〜25KV) において、一般的に成り立つ。

動作原理２

初期条件設定操作によって、なるべく等しい値に設定された a_n、b_n をあらかじめ電算機に取り込み、測定点における両検出器からの出力信号 a、b に対して演算を施せば、x ¡ z 平面内における入射角 µ が算出される。

このようにして求められた試料の傾斜を積分していくことにより、x 軸方向の表面形状を計測することができる。この測定原理を図 2.3 に模式図的に示す [8]。

2.3.3　装置の構成

表面形態観察機能 (凹凸測定機能) 部の装置構成を図 2.4 に示す [8]。

2.3.4　ＳＥＭによる３次元形状解析の際の問題点

まず、試料を試料室に収まる大きさに切断しなければならないという問題がある。

そして、SEM の性質上、中に入り組んだような形状のプロファイルがある破断面の場合、その入り組んだところまでは観察できないので、ただの穴としか認識されない。そうやって走査されたプロファイルのデータをフラクタル解析するため、どうしてもフラクタル次元の低下は避けることが出来ないものとなっている。

この解決策としては、現在の観察では真上から観察しているが、これを試料ステージを傾けて様々な角度から観察してみるという手段が考えられる。

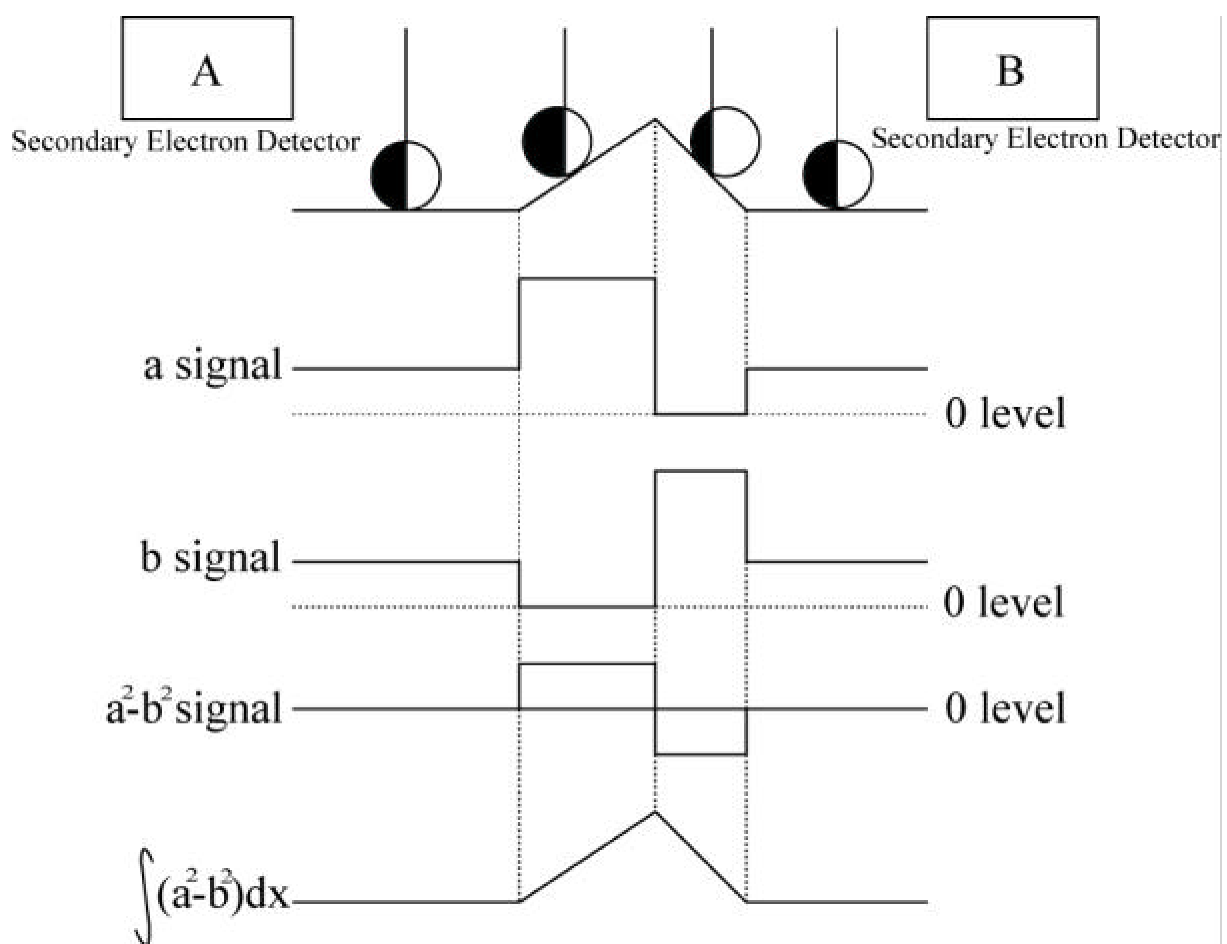

A
Secondary Electron Detector
B
Secondary Electron Detector
a signal
0 level
b signal
0 level
a2-b2signal
0 level
∫(a2-b2)dx

図 2.3: 測定原理

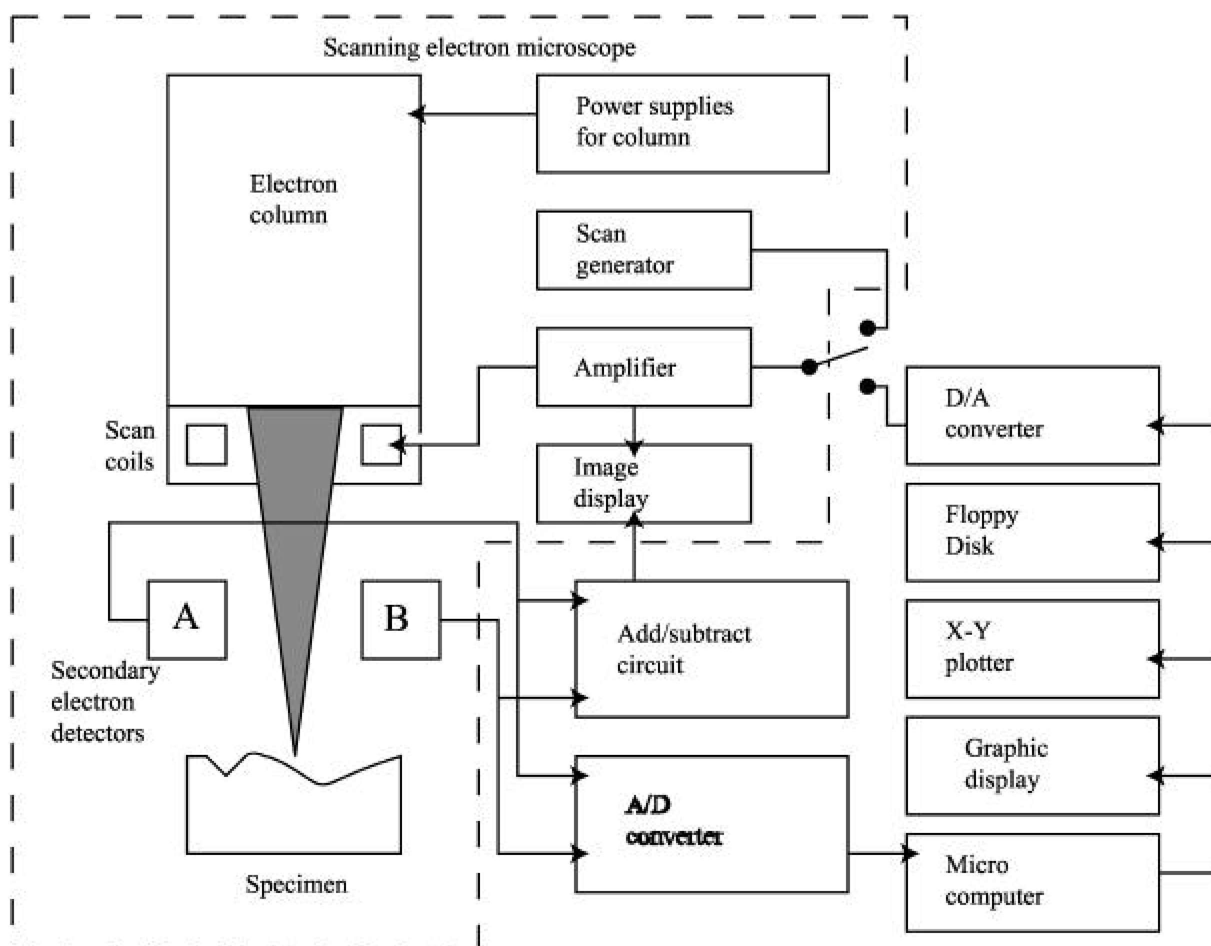

Scanning electron microscope
Power supplies
for column
Electron
column
Scan
generator
Amplifier
Scan
coils
Image
display
D/A
converter
Floppy
Disk
A
B
Add/subtract
circuit
X-Y
plotter
Secondary
electron
detectors
Graphic
display
A/D
converter
Micro
computer
Specimen

図 2.4: 装置構成

2.4　フラクタルおよび自己アフィン

2.4.1　フラクタル

フラクタルの定義

自然界に存在する物の形状は、おおまかに分類すると 2 種類に分類する事が可能である。それは、特徴的な長さを持つ形状と特徴的な長さを持たない形状という分類方法である。特徴的長さと言うのは、対象とする物の形状を語る上でその物が持つ大きさの中で代表的な長さの事である。例えば、球であれば直径や半径が特徴的な長さである。特徴的な長さを持つ形状と言うのは、一般的に幾何学的に単純な形状を用いて近似する事により、その形状を構成する事が可能な形状である。一方、特徴的な長さを持たない形状と呼ばれる物は、幾何学的に単純な形状を用いることにより近似することが非常に困難な形状の物である。具体的には雲や、海岸線等が挙げられる。フラクタルとは、特徴的な長さを持たない形状や構造・現象の総称である。フラクタルと言う言葉自体は、Mandelbrot がラテン語の fractus(こわれた) と言う言葉から造った造語である。また、特徴長さを持たない図形の大切な性質は、自己相似性である。自己相似性とは、対象としている図形の一部が、全体と同じような形になっている図形の事である。さらに、自己相似性を持つ形状の特徴としては、縮尺に関わらず、同様の図形が観察されること、連続であるにも関わらず、あらゆる位置で微分不可能の曲線であることが挙げられる [2, 9]。

フラクタルの例

具体的に幾何学におけるフラクタルの例を挙げる。幾何学的にフラクタルである図形の例を図 2.5 に挙げる。

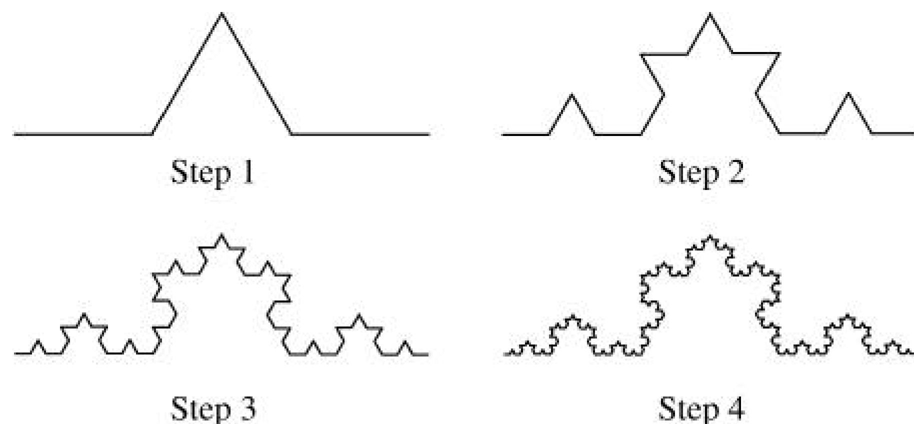


図 2.5: コッホ曲線

図 2.5 はコッホ曲線と呼ばれる曲線である。フラクタルを表すうえで代表的な曲

線である。各ステップ毎を見てみると、i 番目のステップは i ¡ 1 番目のステップを 4 箇所含んでいる事がわかる。これを繰り返す事により生成される図形は、任意の場所において切り取られた図形は全体と相似形にあることがわかる。さらに、このステップを無限に繰り返すことにより、連続かつ微分不可能な曲線を作成する事が可能になる事がわかる。その他、フラクタルを表す代表的な図形を図 2.6, 図 2.7 に示す。

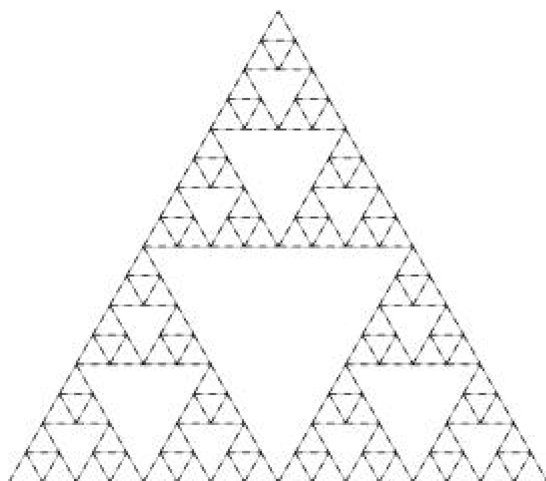


図 2.6: シェルピンスキーのガスケット

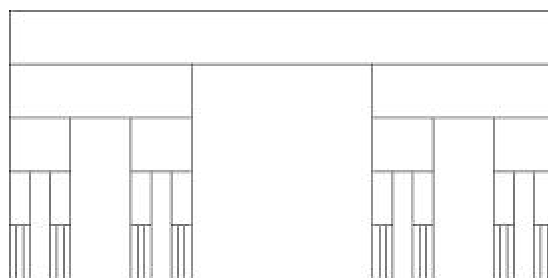


図 2.7: カントール図形

フラクタル次元

2.4.1,2.4.1 節で示した通り、ある図形が特徴長さを持たない図形、すなわちフラクタルであるならば、必ずその図形は自己相似性を持ち、連続かつ微分不可能な関数で示される図形であることがわかる。フラクタル図形はフラクタル次元と呼ばれる値を用いることにより、定量的に評価することができる。

図 2.8 に次元の一般的なイメージを表した図を示す。通常、n 次元と言う考え方は、点は 0 次元、直線は 1 次元、平面は 2 次元という考え方をする。これは、空間を表現する際に必要な独立変数の数であり、その空間の自由度と呼ばれるものである。また、n は一般に非負の整数である。

フラクタル次元は、さらにこの考えを非負の実数にまで拡張した次元である。次元を実数 D_f で表すならば、曲線や曲面は次の様に表すことが可能である。

² curve) 1 · D_f < 2

² curved surface) 2 · D_f < 3

この様に、次元という概念を非整数の領域にまで発展させることにより、フラクタル図形を定量的に評価する事が可能となった。また、図 2.8 から、フラクタル次元は、図形の形状の複雑さを表していると考えることができる。さらに、形状が複雑であるほど、フラクタル次元は大きくなるという性質がある。

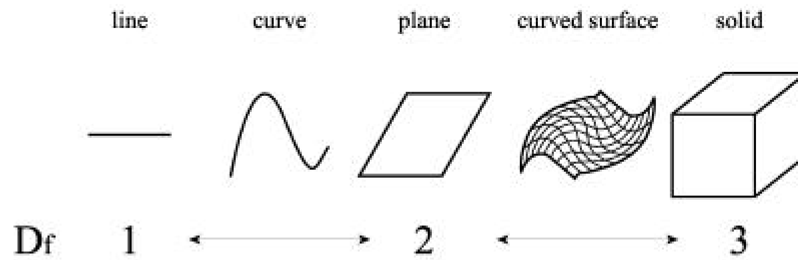


図 2.8: 次元の一般的な考え方

フラクタルパワー則

フラクタル次元の基本的な概念は、2.4.1 ですでに述べた。次にフラクタル次元を具体的に表すフラクタルパワー則について述べる。以下、D_f はフラクタル次元である。

まず、自然の海岸線の長さを測ることを考える。2 点間の距離を求める時、その測るスケールによって海岸線の長さは変わってくる。一般に測るスケールを小さくしていくと、その距離は長くなっていく。ここには、

$$L = C¢^{1¡D_f} \tag{2.2}$$

の関係が成り立つ。ここで L は ¢ で測った時の海岸線の長さで、C と D_f は測定とは独立な定数である。ここで、$¢_0$ を使って記述すると

$$\log\frac{L}{L_0} = (1 ¡ D_f)\log\frac{¢}{¢_0} \tag{2.3}$$

ここで、D_f は、海岸線のフラクタル次元と呼ばれていて、異なる海岸線だと異なるフラクタル次元を持っている。$D_f = 1$ は、幾何次元と呼ばれる。もし、$D_f = 1$ だと、直線は測る長さの影響は受けないということになる。この規則は、地理学だけでなく、機械、物理、化学の分野でも成り立つと言われている。

この、パワー則は、非整数を用いて

$$\frac{P}{P_0} = µ\frac{¢}{¢_0}¶^{d_r ¡ D_f} \tag{2.4}$$

と書くことができる。ここで、P は ¢ で測った大きさである。

2.4.2 自己アフィンフラクタル

等方的に縮尺を変化させた時に自己相似になるものを、自己相似フラクタルというが、異方的変化により相似になるものを自己アフィンと呼ぶ。つまり、関数 h(x) があるときに $x \to \lambda x$ という変換を行なった時、$h \to \lambda^{H} h$ となるようなものを自己アフィンと言い、次式で表される。

$$h(x) \simeq \lambda^{-H} h(\lambda x) \tag{2.5}$$

ここで H は Hurst 数と呼ばれ、その範囲は $0 \leq H \leq 1$ である。h(x) の形状が直線に近づく程、H は 1 に近くなる。フラクタル次元 D_f との関係は

$$H = 2 - D_f \tag{2.6}$$

で表される。図 2.9 に自己アフィン図形の例を示す。この図形は図 2.9 左図の直線を水平方向に 4 等分し、図 2.9 中図の図のような構造に置換する。さらに同じ手順を繰り返すと図 2.9 右図の図になる。図 2.9 右中の点線で囲まれた範囲で図 2.9 中図を覆うには水平に 4 倍、垂直に 2 倍しなければならない。したがって式 2.5 より、この図形の Hurst 数は

$$H = \frac{\log 2}{\log 4} = \frac{1}{2} \tag{2.7}$$

となる。[10]

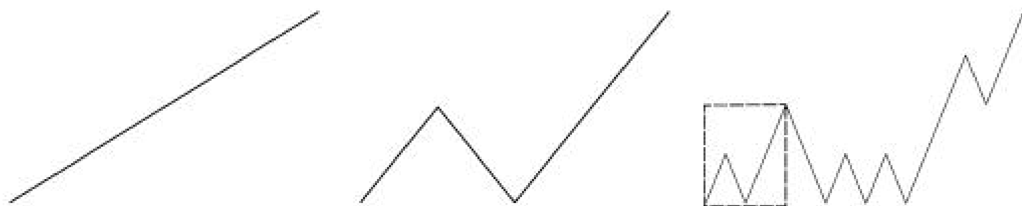


図 2.9: 自己アフィン図形

破面プロファイルと Hurst 数

Hurst 数は、先に述べたように $0 \leq H \leq 1$ で推移し、図形の形状が直線に近いほど 1 に近づき、形状が複雑なほど 0 に近づく。

破面において、大きな塑性変形を伴なって破断し、破面に多くのディンプルが観察される延性破面ではプロファイルの形状は複雑になるので、H は小さくなると推測される。逆にほとんど塑性変形を伴わず破断し、破面に比較的平坦なへき開ファセットやリバーパターンなどの直線的な形状が多く観察される脆性破面ではプロファイルの形状は直線的になるので、H は 1 に近づくと推測される。

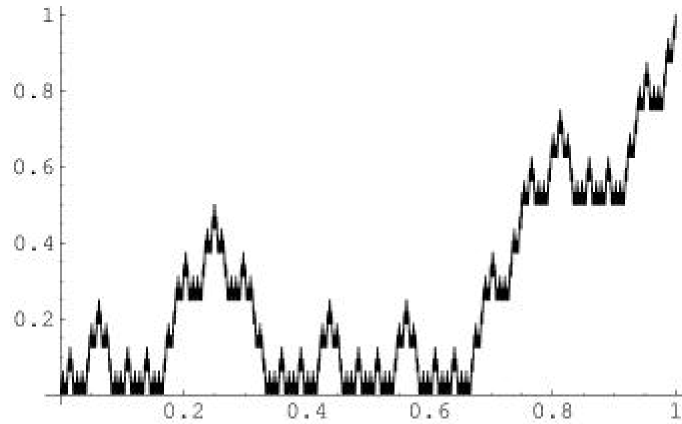


図 2.10: 自己アフィン図形 (分割数 6)

2.5 ウェーブレット変換

関数 $f(x)$ に対するウェーブレット変換は次式のように定義される。

$$W[f(x)](b,a) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}}\psi\left(\frac{x-b}{a}\right) f(x)dx \tag{2.8}$$

ここで、$\psi(x)$ はマザー・ウェーブレット、またはアナライジング・ウェーブレットといい、局在化した関数であり、信号を切り出す時の単位として使うものである。a はスケール,b は位置のパラメータである。ウェーブレット $\psi((x-b)/a)$ はマザー・ウェーブレット $\psi(x)$ を b トランスレート (平行移動) し、a スケール (伸縮) したものである。すなわち $1/a$ が周波数に対応している。これにより, もとの信号や波形の局所的な相似構造を調べる事が可能になる。また逆変換は次式で与えられる。

$$f(x) = \frac{1}{C_\psi}\iint_{R^2} W[f(x)](b,a)\frac{1}{\sqrt{|a|}}\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)\frac{dadb}{a^2} \tag{2.9}$$

ここで右辺が定義できるためには、次のアドミッシブル条件が満たされなければならない。

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|}d\omega < \infty \tag{2.10}$$

ただし、$\hat{\psi}$ は ψ のフーリエ変換である。一般的なアドミッシブル条件 (式 2.10) のかわりにふつう次の条件式が使われる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(x)dx = 0 \tag{2.11}$$

離散ウェーブレット変換はふつう 2 つの整数 j,k によって、$(b,1/a) = (2^{-j}k, 2^j)$ と置くことにより次式のようになる。

$$W[f(x)](2^{-j}k, 2^{-j}) = 2^j \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi(2^j x - k)} f(x)dx \tag{2.12}$$

本研究ではマザーウェーブレットに、周波数分解能のよい、4 階のカーディナル B スプライン・ウェーブレット (図 2.11) を用いた。

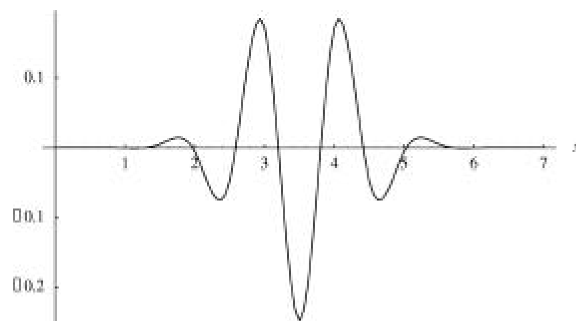


図 2.11: 4 階のカーディナル B スプライン・ウェーブレット

2.6 Hurst 数の算出法

2.6.1 ボックスカウンティング法

図 2.12 に示すように曲線を正方形の桝目で覆い、曲線を含む正方形の個数 $N(´)$ を求める。この手順を正方形の一辺の長さ ´ を変えて行うと関係式

$$N(´) = C´^{¡D_f} \qquad (C : 定数) \tag{2.13}$$

が成り立つ。正方形の個数と測ったスケールをそれぞれ両対数グラフにプロットするとその傾きが $¡D_f$ ということになり、この D_f がフラクタル次元である。Hurst 数とフラクタル次元の関係は、$H = 2 ¡ D_f$ で与えられるので、これにより Hurst 数を算出することができる。

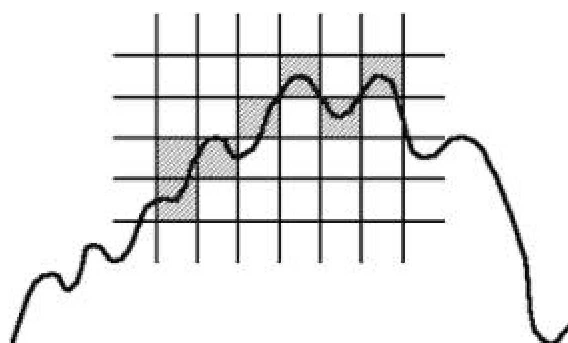


図 2.12: ボックスカウンティング法

2.6.2　高さ-高さ相関関数法

自己相似図形の場合、図形の一部分は全体の相似形であり、いずれの方向にも等しい縮尺で縮小されている。このような等方拡大率に変わり、方向により異なる拡大率を用いることで、図形の一部分が全体と合同な図形になる図形を自己アフィンフラクタル図形と言う。

断面曲線の、横方向のスケールを $1/r$ したときに縦方向のスケールを $1/r^H$ としたときに統計的に相似になる場合がある。これを統計的自己アフィンフラクタルと呼ぶ。統計量として、ある一定間隔 t の高低差の分散をとることが一般に行われている。これを高さ-高さ相関関数と言う。縦断面曲線 $h(x)$ に対する高さ-高さ相関関数 $C(t)$ は

$$C(t) = \left\langle \{h(x+t) - h(x)\}^2 \right\rangle^{\frac{1}{2}} \tag{2.14}$$

縦断面曲線が統計的自己アフィンフラクタルの場合には、間隔 t との間に累乗則が見出される。

$$C(t) = ct^H \tag{2.15}$$

ここで H は Hurst 数と呼ばれる。この曲線のフラクタル次元は、曲線を $t \times bt$ の箱で覆って、その箱の数 N を数えることにより求められる。曲線の水平面への投影の長さを L とすると、

$$\begin{aligned} N &= \frac{C(t)}{bt} \times \frac{L}{t} \\ &= \frac{cL}{b} t^{H-2} \end{aligned} \tag{2.16}$$

$N \sim t^{-D_f}$ より、

$$D_f = 2 - H \tag{2.17}$$

となる。[5]

2.6.3　フーリエ解析から求める方法

物理的過程は、時間 t の関数 $h(t)$ を用いて時間領域で記述することも出来るし、周波数 f の関数である振幅 $H(f)$ を用いて記述することも出来る。これらの表現間を行き来するために使うのがフーリエ変換であり、式 2.18 で与えられる。[11]

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{2\pi i f t} dt \tag{2.18}$$

プロファイルについてフーリエ解析しそのスペクトル S と周波数 f の関係は式 2.19 で表されることがある。

$$S(f) \propto f^{-\beta} \tag{2.19}$$

スペクトルがこのようにべきの形をしているときに、べきの指数 β と Hurst 数 H の間には以下の関係がある。

$$\beta = 1 + 2H \tag{2.20}$$

したがって、スペクトル S と周波数 f を両対数にプロットすれば、その傾きは $-\beta$ となるので、式 2.20 を使って Hurst 数を求めることが出来る。

2.6.4 ウェーブレット変換による Hurst 数の算出法

ウェーブレット変換による Hurst 数の算出法に、平均ウェーブレット係数法 (Averaged wavelet coefficient method:AWC method) と呼ばれる方法がある。[12]
式 2.8, 式 2.5 より

$$W[h(x)](b;a) \simeq W[\lambda^{-H}h(\lambda x)](b;a) \tag{2.21}$$

であるからこれを変換することにより、容易に

$$\begin{aligned}
W[h(x)](b;a) &\simeq W[\lambda^{-H}h(\lambda x)](b;a) \\
&= \frac{1}{\sqrt{a}}\int \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)}\lambda^{-H}h(\lambda x)dx \\
&= \lambda^{-H-\frac{1}{2}}\frac{1}{\sqrt{\lambda a}}\int \overline{\psi\left(\frac{x-\lambda b}{\lambda a}\right)}h(x)dx \\
&= \lambda^{-H-\frac{1}{2}}W[h(x)](\lambda b;\lambda a)
\end{aligned} \tag{2.22}$$

が得られる。b による $|W[h](a;b)|$ の算術平均を求めると、

$$W[h(x)](a) = \langle|W[h](a;b)|\rangle_b \tag{2.23}$$

を求めると、式 2.22 より、

$$W[h(x)](\lambda a) \simeq \lambda^{H+\frac{1}{2}}W[h(x)](a) \tag{2.24}$$

という関係が得られるので、$W[h](a)$ と a を両対数にプロットし得られた直線の傾きが $H + 1/2$ となり、これにより H を算出することができる。

第３章　解析対象の試験片およびプロファイル作成

3.1　緒言

本章では、解析対象とした以下の試験片についての、その化学成分、性質、破壊試験条件、研究課題を説明する。

1. シャルピー衝撃破断試験片
2. TiAl 金属間化合物

また、それぞれの試験片の破断面プロファイルの作成方法について説明する。

3.2　シャルピー衝撃試験片

3.2.1　シャルピー衝撃試験の目的

シャルピー衝撃試験には主に以下のような２つの目的がある。

1. 試験温度を変えて衝撃試験を行い、延性-脆性遷移温度を決定する。
2. 指定温度における材料の吸収エネルギーが設計規格、材料規格の要求を満たすかどうかを判定すること。

3.2.2　試験片

本研究で使用する試験片の寸法および形状は、日本工業規格に規定されている金属材料試験片の 4 号試験片とした。参考のため、寸法および形状を図 3.1 に示す。

また、材質は溶接構造用圧延鋼材の SM490B(SM50B) を用いた。用途としては建築、橋、船舶、車両、石油貯槽、容器構造物に使用され、熱間圧延鋼材であり、特に溶接性に優れたものについて規定される。

以下に SM490B の化学成分、機械的性質を表 3.1,3.2 に示す。

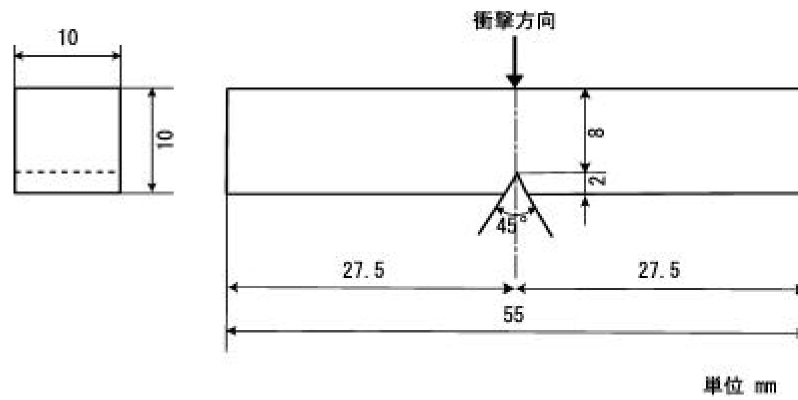


図 3.1: 金属材料試験片 (JIS Z 2202-1980) の 4 号試験片

表 3.1: 化学成分 (mass %)

C	Si	Mn	P	S
0.18	0.55	1.60	0.035	0.035

表 3.2: 機械的性質

耐力 N/mm^2	引張強さ N/mm^2	伸び %
325	490-610	17

3.2.3 シャルピー衝撃破面の巨視的様式

シャルピー衝撃試験では、２種類の異なった破面が形成される。すなわち、延性破面 (ductile fracture) と脆性破面 (brittle fracture) であるが、さらにこれらを詳細に検討すると、次の３種類の巨視的様式に区別することができる。

1. 平面繊維状様式
2. 平面放射状様式 (スポーク状様式)
3. せん断縁領域 (shear lip)

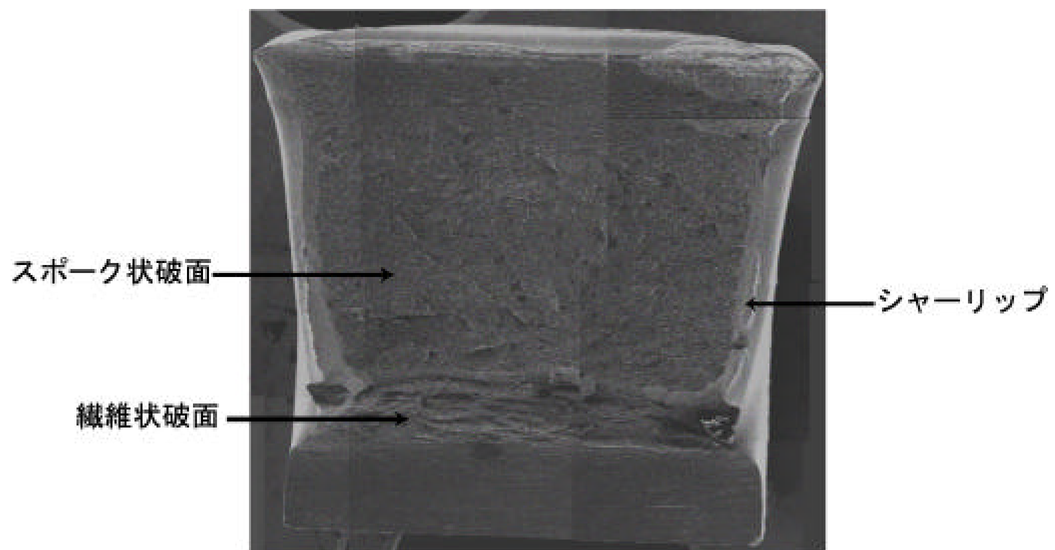


図 3.2: シャルピー衝撃破断面の巨視的様相

一般的なシャルピー衝撃破断面の様子を図 3.2 に示す。平面繊維状様式は、き裂が発生した部分に、切り欠き部断面に平行に生じる。平面放射状様式は急速に割れが拡大した部分に生じ、本質的にへき開破壊であるため、へき開ファセット、リバーパターンが観察される。シャーリップの部分は切り欠き断面部に 45 度傾いた面に生じ、この領域ではせん断破断によって破壊が生じており、主として、ディンプルが観察される。

3.2.4 シャルピー特性値

本節では、シャルピー衝撃試験で得られる特性値の内、本研究と関係の深い、破面率、吸収エネルギー、遷移曲線について説明する。[13]

破面率

得られた試験片の観察から破面率は算出される。

(1) 脆性破面率 B (%)

試験片の破面の全面積に対する脆性破面の面積の百分率で、次の式より求める。

$$B = \frac{C}{A} \times 100 \tag{3.1}$$

ここで、C は脆性破面の面積、A は全破面の面積とする。

(2) 延性破面率 S (%)

試験片の破面の全面積に対する延性破面の面積の百分率である。

$$S = \frac{F}{A} = 100 - B \tag{3.2}$$

ここで、F は延性破面の面積とする。

吸収エネルギー

シャルピー吸収エネルギーとは、シャルピー衝撃試験機を用いて試験片を破断するのに要したエネルギー (J) のことをいう。ハンマが試験片を破断する前と破断後の位置エネルギーの差をして、次式から算出する。

$$E = WR(\cos\beta - \cos\alpha) - L \tag{3.3}$$

ここに、

W：ハンマの重量 (N)
R：ハンマの回転軸中心線から重心までの距離 (m)
α：ハンマの持ちあげ角度
β：ハンマの振り上がり角度
L：エネルギー損失 (J)

とする。

遷移曲線

試験温度を横軸、吸収エネルギーもしくは脆性破面率を縦軸にとって描いたグラフを遷移曲線という (図 3.3)。低温から高温にかけて特性値の値が急激に変化していく温度範囲がある (遷移領域)。脆性破面率に関して言えば、温度の低下に伴い、脆性破面率は 0 % から 100 % に増大する。一般に脆性破面率 50 % となる点の温度を破面様相遷移温度と定めることが多い。これは吸収エネルギー遷移温度よりも正確に測定できるためである。一般的な遷移曲線の様子を以下に示す。

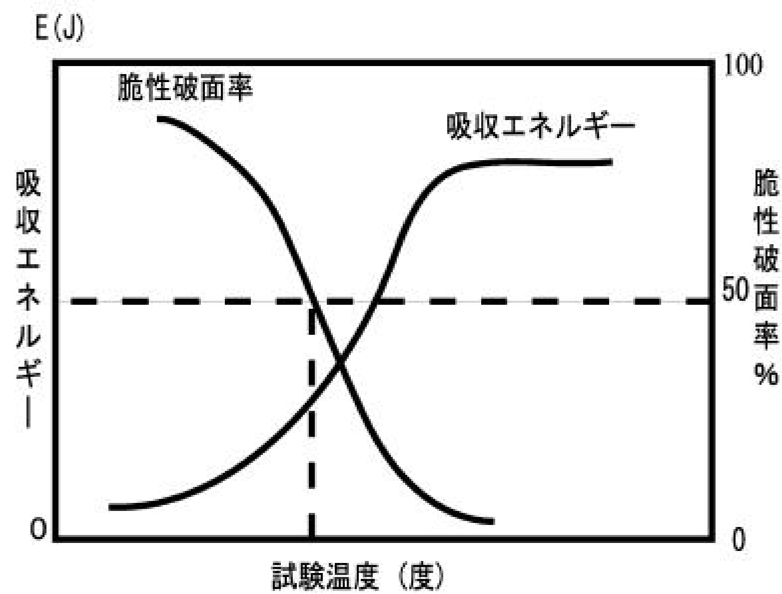


図 3.3: 吸収エネルギー及び脆性破面率と試験温度との関係

3.2.5　シャルピー衝撃試験片についての研究課題

3.2.4 節で述べた脆性、または延性破面率を求める際、破断面の脆性破断部から延性破断部への遷移の境界を特定しなければならない。現在の脆性-延性遷移境界の特定は、光学顕微鏡や SEM を用いての破断面の観察により行われている。境界の特定に際しては、観察者の経験を要し、また観察者が境界を決定するため、観察者の主観に依存するところが大きい。そのため、遷移部の境界を客観的、定量的に評価する手法の開発が望まれている。

3.3　TiAl金属間化合物

3.3.1　化学成分、破壊条件

TiAl 金属間化合物は、粒径 10^{1}～40^{1}mm の等軸粒から構成される複相組織と、板状要素から構成され、粒径は 0.3mm～1.5mm 程度の大きさであるラメラー組織を持つ種類に大別される。本研究ではラメラー組織を有するものを用いた。TiAl 試験片の化学成分を表 3.3 に示す。

試験片の形状を図 3.4 に示す。本研究に使用した破面を作成する破壊試験では、平板 DEN 試験片を用いている。温度 850±C、応力 87.75MPa、繰返し速度 0.05Hz の疲労試験および同温、同応力でクリープ試験を行なっている。試験後の試験片の写真を図 3.5 に示す。破壊試験の条件をまとめたものを表 3.4 に示す。なお破面は、東北大学工学部横堀研究室において破壊試験したものを提供していただいたものである。

DEN 試験片の破面全体の様子を図 3.7,3.8 に示す。

表 3.3: 化学成分 (wt%)

Al	Ti	C	Si	Mn	V
33.4	Bal.	0.008	0.01	0.01	<0.01
Fe	Ni	Cu	Nb	Cr	[O]
0.04	0.01	<0.01	<0.01	<0.01	0.029
[N]	[H]				
0.002	0.0006				

表 3.4: 破壊試験条件 (wt%)

Fracture mode	Creep	Creep fatigue
Temp(±C)	850	850
Stress(Mpa)	87.75	87.75
Frequency	-	0.05
Wave form	-	V

3.3.2　TiAlの高温域破壊機構

ラメラー組織を有する TiAl の高温域におけるクリープ破壊は、3 種類の破壊モードを持つと言われている [14]。一つは、図 3.9 に示す様にラメラー粒の粒界を伝播す

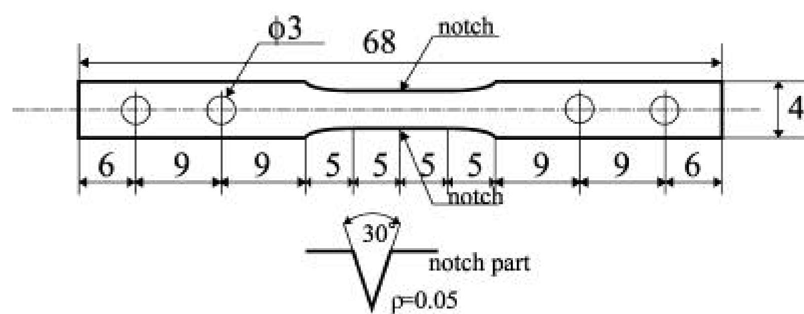


図 3.4: DEN 試験片

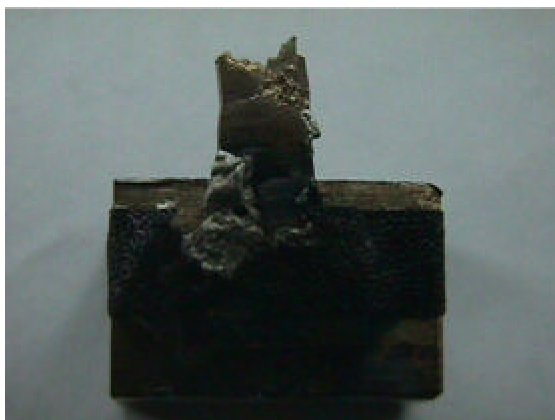


図 3.5: クリープ破断試験片の概観



図 3.6: クリープ疲労破断試験片の概観



図 3.7: クリープ破断面



図 3.8: クリープ疲労破断面

る粒界破壊、もう一つは図 3.10 に示す様にラメラー粒内部の層状組織を伝播する粒内破壊、さらに図 3.11 に示す様に粒界や層状組織に依存しない破壊の 3 種類の破壊モードである。

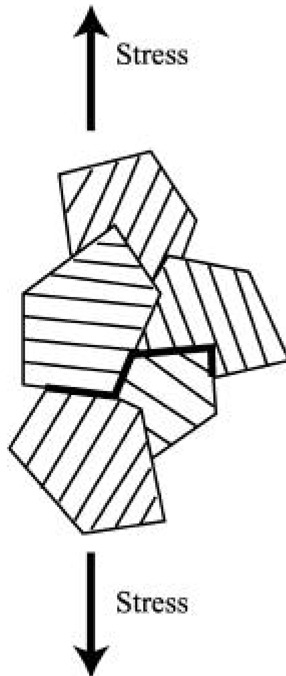


図 3.9: 粒界破壊の模式図

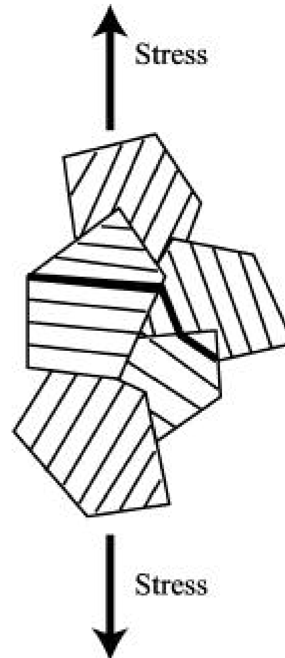


図 3.10: 粒内破壊の模式図

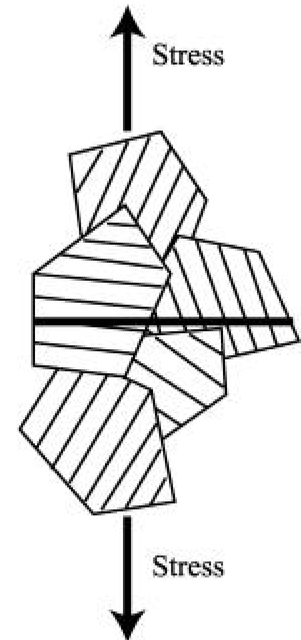


図 3.11: 粒内破壊の模式図 2

3.3.3 構造材料としての TiAl 金属間化合物

材料の用途としては、機能材料や構造材料がある。構造材料は変形や破壊に対する抵抗力が主として利用される。これまで、構造材料の主流は鉄やアルミニウムなどの金属であった。しかし、典型的な金属材料の特性は開発され尽くしたともいわれている。たとえば、耐熱材料の研究はいろいろと行なわれ 1000±C で使用できるニッケル基耐熱合金が開発された。けれども現在では、1050±C の耐熱温度を達成するためには単結晶化など高度でかつ特殊な手法を取り入れない限り、困難になっている。

このような、情勢のなか様々な構造用新素材が登場してきた。複合材料、セラミックス、そして、金属間化合物である。今現在どの材料も発展段階で、さらなる研究が必要な状況である。金属間化合物は数十年前までは、脆いという理由で構造材料としては使用できないとされていた。一方で、温度が上昇するほど耐力が大きくなるという逆温度依存性が発見されていたが、脆性改善策が見つからないため、利用には至らなかった。その後、添加物を加えることで、改良できることが発見され注

目されるなった。TiAl も、有用な軽量耐熱材料になり得る可能性が示され着目されるようになった。TiAl は 1000±C で使用をのぞみ得る材料とされている。密度は、3:8g=cm^3、融点は 1480±C で長所は、比強度であり、高温では超合金に匹敵するヤング率と耐力を持っていながら比重は半分以下なのである。欠点は対酸化性といわれている。800±C を越えれば低下するが、表面処理や表面被覆が有効で第三元素添加により改善できるので 1000±C まで、使用できる。その他この材料の難点は高温塑性加工に高度技術を要すること、幅広い用途を開拓するには常温延性が十分でないこと、比強度に換算しても超合金を上回らないことなどがある。現在もこの点を改良するために組織制御などが研究され改良されている。

3.3.4 TiAl金属間化合物についての研究課題

3.3.3 節で述べたように、TiAl 金属間化合物は、軽量で耐熱性に優れている。そのため各種エンジンやガス・タービンの部品への適用が考えられている。特に航空機用エンジンに使用される時には大きなメリットがあると考えられている。しかし、破壊靭性やクリープ特性を向上させると引張特性が低下するのが一般的である。この相反する関係は完全には理解されていない。このことが高温材料として広く用いられるに至らない一因である。現在解決すべきことがらは、

1. 熱間加工性や最終特性に及ぼす組成や組織の不均一性
2. 制御組織の工学的な設計
3. 各組織構成相の特定性質に及ぼす影響
4. 機械的性質を改善するための合金組成や組織の最適化

などがあげられる。さらに実際のタービンエンジンへの全般的な利用のためには完全層状組織の特性を劇的に向上させる必要がある。これらの組織を有する材料の欠点は

1. 引張特性と破壊／クリープとの間の逆向きの関係
2. タービンエンジン部品として 1225K まで使用する場合の強度の低さ
3. 1125K 以上における耐酸化性に対する懸念

現在は、開発段階で組織の形成、層状組織における変形や破壊の異方性、組織と性質の関係、破壊の挙動などについての深い理解を必要としている。

3.4　プロファイルの作成

3.4.1　データ数の多いプロファイル作成の意義

破断面プロファイルを数値解析する際、プロファイルのデータ長により、解析の信頼性は大きく左右される。もともとプロファイルは連続した曲線であるが、数値解析の際のプロファイルのデータは離散点であり、各データ点の間のプロファイルの情報が欠落してしまうことは免れない。したがって、データ間隔はできるだけ小さくすることが望ましい。つまり、同程度の長さのプロファイル作成に際しては、出来るだけデータ点数を多くすることが望ましく、その結果、より信頼性の高い数値解析を行うことが出来るようになる。特に本研究では、破断面プロファイルの局所的な自己アフィン特性の調査を行うので、各プロファイルデータ間の情報の欠落は出来るだけ防がなければならない。

そこで、本研究では次節に示す方法で、従来と比べて、よりデータ数の多い破断面プロファイルを作成を行った。

3.4.2　方法

1. 試験片を樹脂に埋め込む
   シャルピー試験片については、端部をき裂進展方向と平行に精密切断機 (アイソメット) を用いて旋削し、破断面の中央部のプロファイルを磨きだせるようにしてから、樹脂に埋め込んだ。TiAl 試験片についてはそのまま、樹脂に埋め込んだ。
2. 樹脂に埋め込んだ試験片の表面を研磨し破断面プロファイルを真横から観察出来るようにする。
   図 3.12 に樹脂に埋め込んだ後研磨した試験片を示す。
3. SEM を用いて観察写真撮影し、スキャナーを用いて計算機に画像を取り込む。
   SEM(エリオニクス社製 ERA-4000) を用いて写真撮影し (倍率 2000 倍)、スキャナーを用いて 300dpi で画像を取り込み、ビットマップ保存した。図 3.13〜3.15 にそれぞれの試験片の概観を示す。いずれもき裂進展方向は左から右の方向である。図中の長方形で囲んだ範囲が今回プロファイル作成に用いた範囲である。

4. 取り込んだ画像を画像処理により二値化する。
   計算機に取り込んだプロファイル写真の画像 (図 3.16) を、画像処理ソフト Image-Pro PLUS3.0(Media Cyberenetics) を用いてグレースケール化し、ピクセル値のヒストグラムを表示する (図 3.17)。横軸がピクセル値で、縦軸がピクセル数である。図 3.17 中のピクセル値 60〜140 の箇所に現れているピークが試験片部分を表している。ピクセル値がこの範囲内であるピクセルをピクセル値 = 255 に変換し、それ以外をピクセル値 = 0 に変換し、二値化した画像を作成する。この操作により得られた画像が図 3.18 である。



図 3.12: 樹脂に埋め込み研磨した試験片

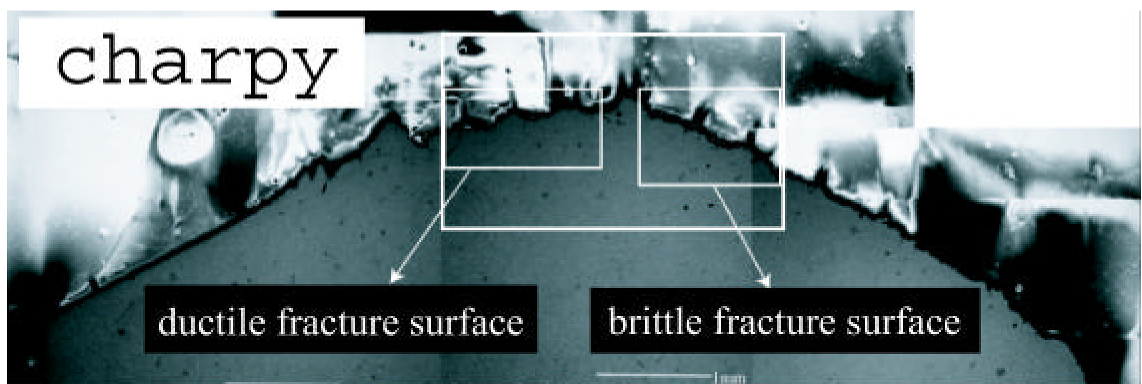


図 3.13: シャルピー試験片

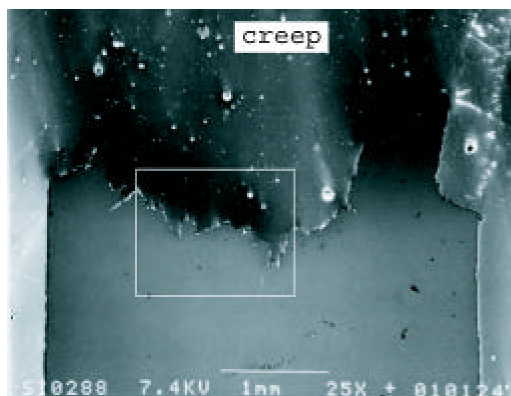


図 3.14: TiAl クリープ破断試験片



図 3.15: TiAl クリープ疲労破断試験片

5. 二値化画像からプロファイルデータを作成する。
二値化した画像をビットマップ解析し、各ピクセルにおけるピクセル値 (0 or 255) を求める。ある x 座標 x_0 について、y 座標を上から順にソートしていきピクセル値が 0 から 255 に変わった y 座標を、x_0 におけるプロファイルの高さデータ $h(x_0)$ とした。 このようにして作成されたプロファイルを図 3.19 に示す。

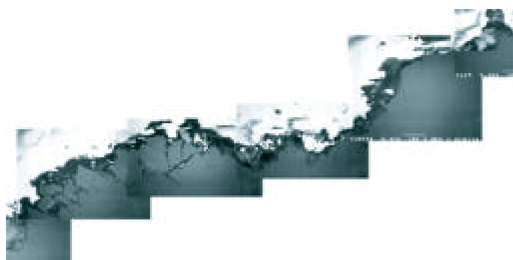


図 3.16: SEM により撮影した写真

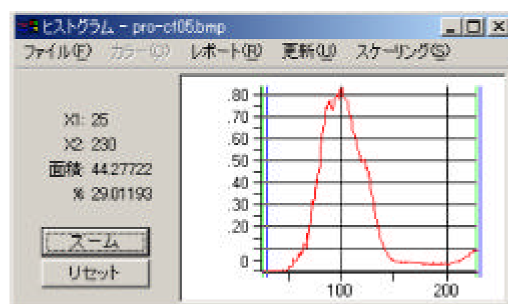


図 3.17: ピクセル値のヒストグラム

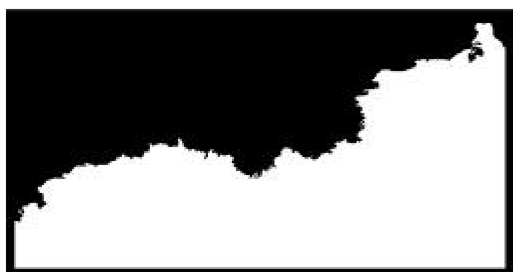


図 3.18: 二値化した画像

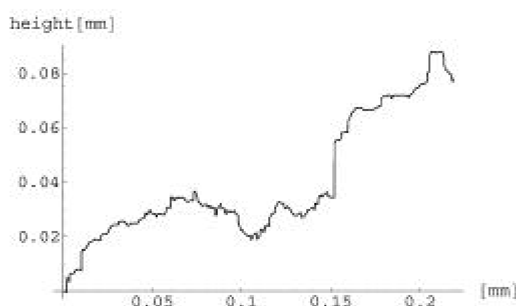


図 3.19: プロファイル例

シャルピー試験片の延性-脆性遷移部を含む箇所、延性破断部のみ、脆性破断部のみ、そして TiAl のクリープ破断面、クリープ疲労破断面について、$2^{14} = 16384$ 点の縦断面プロファイルを作成した。

本来は出来る限りデータ数の多いプロファイルを作成することが理想的であり、本手法においても約 7 万点のデータ数のプロファイルを作成することが可能であったが、データ数が多くなると、それだけ、のちの解析に時間を要することになる。そのため、本研究ではデータ数 16384 点のプロファイルを採用した。よりデータ数の多いプロファイルを作成し、解析を行うことにより、より詳細な結果を得ることが可能になるはずであると考え今後の課題とする。

第4章　解析手法

4.1　局所的な Hurst 数の算出方法の提案

縦断面曲線 h(x) において、曲線全体を自己アフィンであると仮定し、その Hurst 数を求める方法 (AWC 法) については、2.6.4 節で説明した。

ここでは縦断面曲線が局所においても自己アフィンであると仮定し、縦断面曲線 h(x) の任意の場所における Hurst 数を算出する方法を提案する。

縦断面曲線 h(x) において、式 2.5 より x_0 近傍で

$$h_{x_0}(x) = h(x_0 + x) - h(x_0) \tag{4.1}$$

$$h_{x_0}(x) \simeq \lambda^{-H} h_{x_0}(\lambda x) \tag{4.2}$$

が成り立つとする。式 2.22 より

$$W[h_{x_0}(x)](b; a) \simeq \lambda^{H+\frac{1}{2}} W[h_{x_0}(x)](\lambda b; \lambda a) \tag{4.3}$$

となる。ここで、式 2.8 より、4.3 の左辺は、

$$\begin{aligned} W[h_{x_0}(x)](b; a) &= W[h(x + x_0) - h(x_0)](b; a) \\ &= W[h(x)](b + x_0; a) \end{aligned} \tag{4.4}$$

と変形される。(詳細は B 章参照)

また、4.3 の右辺は、

$$W[h_{x_0}(x)](\lambda b; \lambda a) = W[h(x)](\lambda b + x_0; \lambda a) \tag{4.5}$$

と変形される。(詳細は B 章参照)

式 4.3 の左辺に式 4.4 を、式 4.3 の右辺に式 4.5 を、それぞれ代入すると次のようになる。

$$W[h(x)](b + x_0; a) = \lambda^{-H-\frac{1}{2}} W[h(x)](\lambda b + x_0; \lambda a) \tag{4.6}$$

つまり、式 4.3 と式 4.6 は同値である。したがって, 任意の位置 x_0 において, スケール a とウェーブレット変換 $W[h](x_0; a)$ の両対数をプロットすると, その直線の傾きが $H + 1/2$ となり任意の位置 x_0 における Hurst 数を算出する事が出来るようになる.

これを金属破断面のプロファイル曲線に適用することにより、任意の場所の自己アフィン特性を明らかにすることが出来るようになり、破壊現象の遷移等を明らかにすることが出来るようになると考えられる。

4.2　本研究で行ったウェーブレット係数計算法

離散ウェーブレット変換はふつう 2 つの整数 j, k によって、$(b, 1/a) = (2^{-j}k, 2^{j})$ と置くことにより次式のようになる。

$$W[f(x)](2^{-j}k, 2^{-j}) = 2^{j}\int_{-\infty}^{\infty}\overline{\psi(2^{j}x - k)}f(x)dx \qquad (4.7)$$

実際に解析を行った結果を図 4.1 に示す。この図のそれぞれの j において、縦軸がウェーブレット係数、横軸が場所である。ここで j はレベルと呼ばれる。

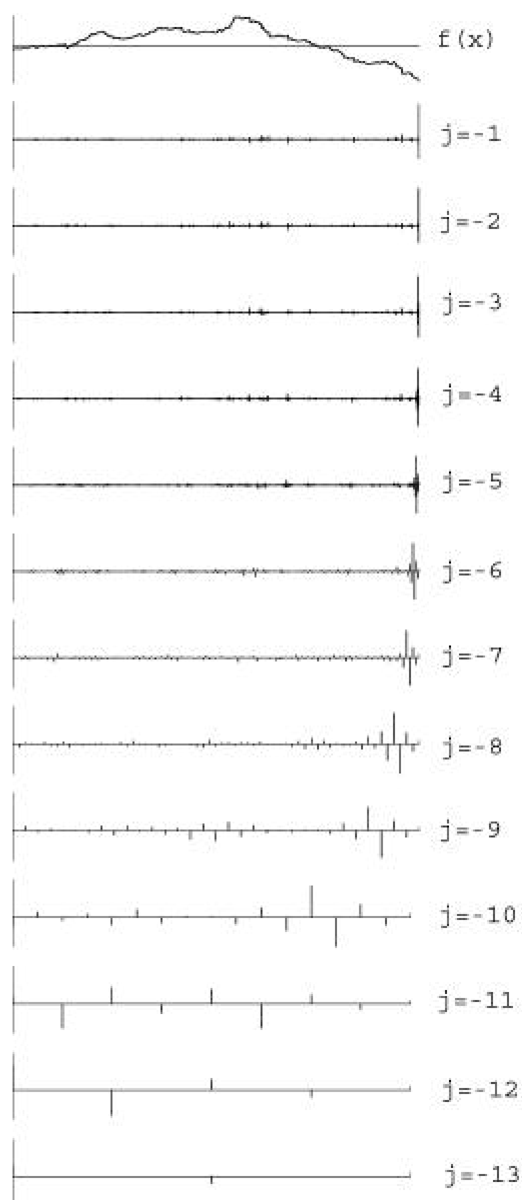


図 4.1: 離散ウェーブレット変換の場所周波数解析

この変換で、あるレベル j において、$b = k/2^{j} + 1$〜$(k+1)/2^{j} - 1$ の場所のウェー

ブレット係数は計算されないことになる。この場所におけるウェーブレット係数は、補間により求める方法もあるが、本研究では局所による自己アフィン特性を調べるため、任意の場所における厳密なウェーブレット係数が必要になる。そのため、以下に示すような方法でウェーブレット解析を行った。

ウェーブレット変換において、解析対象の関数 $f(x)$ において平行移動 $x\ !\ x + c$ が行われた場合、ウェーブレット変換は次のように変換される [15]。

$$W[f(x+c)](b;a) = W[f(x)](b+c;a) \tag{4.8}$$

式 4.8 より、レベル j において、$b = k/2^j + l(l = 1;2:::)$ における関数 $f(x)$ のウェーブレット係数は、$f(x)$ を平行移動した関数 $f(x + (k/2^j + l))$ の $b = 0$ におけるウェーブレット係数と等しい。

したがって、本研究では、あるレベル j における、$b = k/2^j + 1$〜$(k+1)/2^j$ ¡ 1 のある場所 $b = k/2^j + l$ のウェーブレット係数を計算するために、関数 $f(x)$ を平行移動して、関数 $f(x + (k/2^j + l))$ にして、$b = 0$ の場所のウェーブレット係数を算出することにより、$b = k/2^j + l$ のウェーブレット係数を算出した。

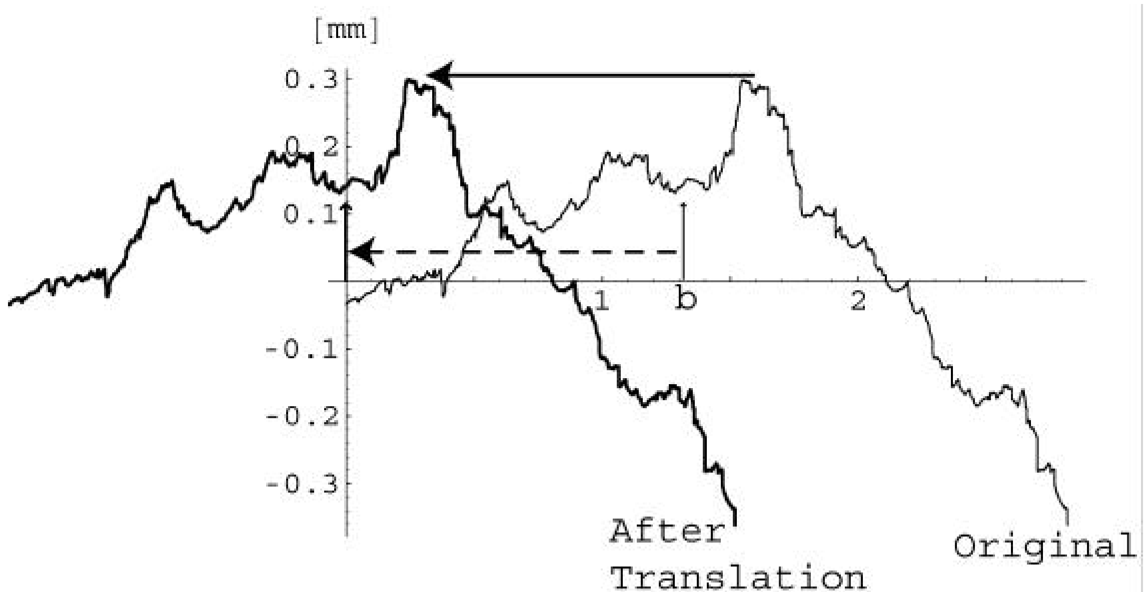


図 4.2: 平行移動のイメージ

第5章　解析結果

5.1　緒言

本章では、解析結果を示し、その傾向について説明を行う。
解析は mathematica3.0(Wolfram Research) を用いて行った。

5.2　シャルピー試験破断面の解析結果

図 5.1〜5.3 に解析に用いたプロファイルを示す。
水平軸は理想的なき裂進展方向に平行な方向をとっている。

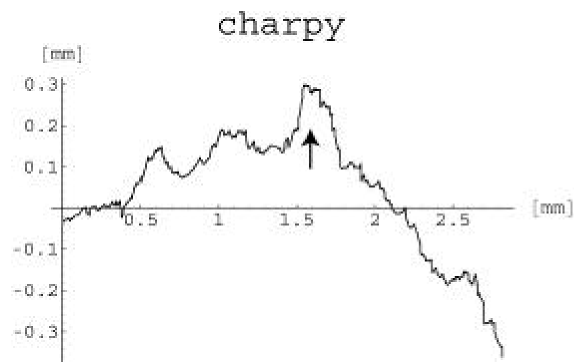


図 5.1: 遷移部を含むプロファイル

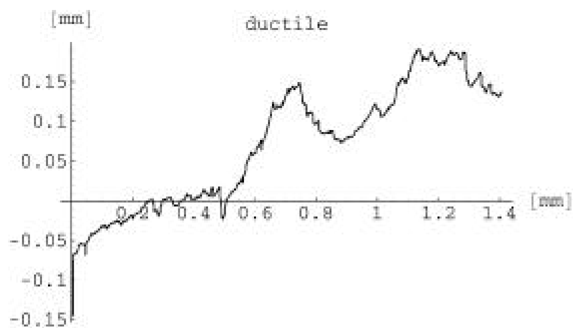


図 5.2: 延性破断部プロファイル

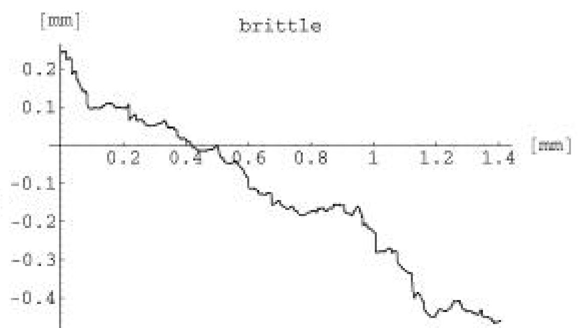


図 5.3: 脆性破断部プロファイル

図 5.1 中の矢印部分 (1.6〜1.7mm 地点) が破面観察により、延性-脆性遷移の境界であると思われる箇所である。

5.2.1 AWC 法によるプロファイルの Hurst 数の算出結果

延性破断面と脆性破断面それぞれの自己アフィン特性について調べるために、AWC 法により、それぞれのプロファイルの Hurst 数を算出した。

表 5.1 に AWC 法により算出した各プロファイルの Hurst 数と、Hurst 数を算出するため最小二乗近似を行った際の誤差の絶対値の平均を示す。

表 5.1: AWC による Hurst 数算出結果 (シャルピー)

	全体	延性	脆性
H	0.823 § 0.058	0.760 § 0.071	0.848 § 0.058

この結果から延性部の H の方が脆性部の H よりも小さくなることがわかった。また延性-脆性遷移領域を含む全体部分のプロファイルの H は、その中間になることがわかった。

5.2.2 局所的な Hurst 数の算出

第 4.1 節で提案した方法により、局所的な Hurst 数を算出することを試みた。

まず、ある位置 $b = x_0$ におけるウェーブレット変換結果 $W[h](x_0; a)$ とスケール a の両対数プロットの傾向を調べた。遷移部を含むプロファイルの $b = 344$ ¹m における $\log W[h](x_0; a)$-$\log a$ プロットを図 5.4 に示す。

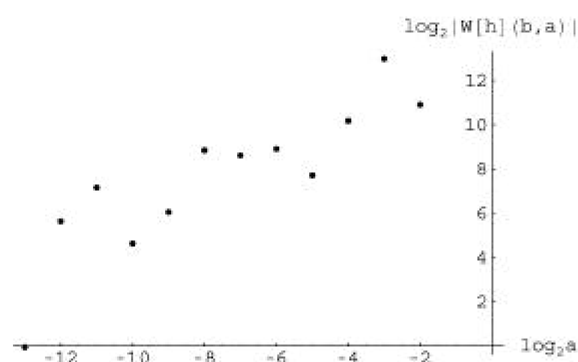


図 5.4: b=344 μ m における log W[h](b,a)-log a プロット

本研究では、破断面プロファイルの任意の場所においても自己アフィンになると仮定し、このプロットに最小二乗近似を行って傾きを調べ、H を算出するが、図 5.4

に直線をひいた場合、ばらつきが非常に大きくなり、そこから求めた H は大きなばらつきを含んだ H ということになる。

図 5.5 に、延性-脆性遷移プロファイルについて、最小二乗直線をひき、傾きを求め、局所的な Hurst 数を算出した結果を示す。

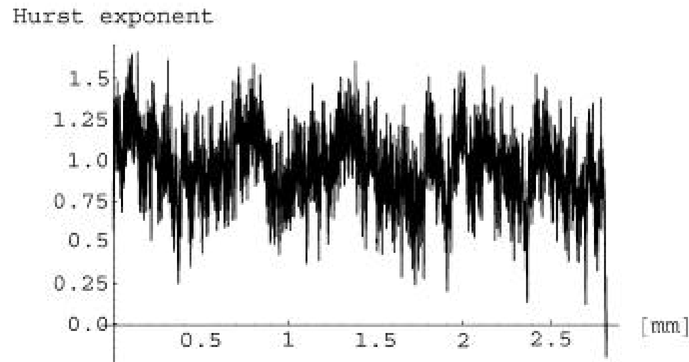


図 5.5: 提案した手法により算出した局所的 H(シャルピー試験片全体)

提案した手法により算出した H はばらつきが大きく、この H の傾向からプロファイルの局所的な傾向を捉えるのは非常に困難であると考えられる。これは、ある位置 x_0 における $\log W[h](x_0;a) - \log a$ プロットは直線にならず、そこから算出した H はゆらぎを大きく含んでいることに起因すると考えられる。

そこで、本研究では、位置 j における H を求めるために以下のような操作を行った。

$$W(j;a) = \sum_{i=j-n}^{j+n} f_{j-i}|W[h](i;a)| \tag{5.1}$$

つまり, 任意の第 j 点目の左右 n 個目の点まで、窓関数 f_{j-i} を $|W[h](i;a)|$ に掛けて総和することにより平滑化を行なった。そして $W(j;a)$ と a を両対数にプロットし、その最小二乗近似直線の傾きを求める事により任意の位置の H を算出した。

窓関数 f_{j-i} には以下のものを用いた。

1. 距形窓 (図 5.6)

$$f_{j-i} = 1 \tag{5.2}$$

2. 三角形窓 (図 5.7)

$$f_{j-i} = 1 - \frac{1}{n}|i-j| \tag{5.3}$$

3. ガウス分布関数形窓 (図 5.8)

$$f_{ji} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left\{ \frac{3}{n}(i - j) \right\}^2 \right] \tag{5.4}$$



図 5.6: 距形窓

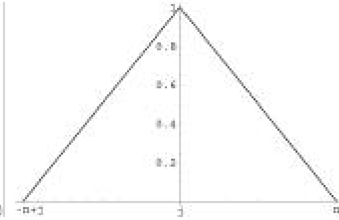


図 5.7: 三角形窓

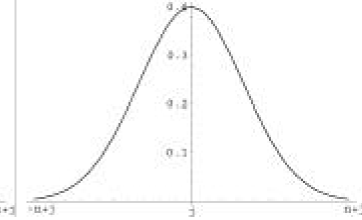


図 5.8: ガウス分布関数形窓

平滑化を行う n の幅については慎重に選択しなければならい。n を狭くとりすぎると、H を算出する際の誤差は減少しないので平滑化の意味が失われる。n を広くとりすぎると、H の誤差は減少するものの、局所的な H を求めるという観点から考えると任意の位置で生起している現象以外の他の場所で生起している現象の情報まで も含んでしまう可能性がある。

ここでは H を求める際の誤差が AWC 法による誤差とほぼ同程度となり、n が最小の値となる n の値として、n = 1000($\simeq$ 85.8 μm) とした。

距形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数に距形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.9〜5.11 に示す。



図 5.9: 遷移部を含むプロファイルの局所的 H

延性破断部の局所的な H の推移は, き裂進展と共にほぼ一定の振幅でゆらいでいるのに対し, 脆性破断部ではき裂進展と共にゆらぎながらも上昇する傾向を示している. 延性-脆性遷移部を含むプロファイルにおいて, 破面観察により遷移部分と見られ

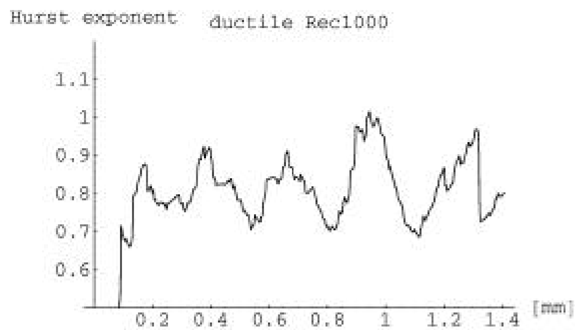


図 5.10: 延性破断部プロファイルの局所的H

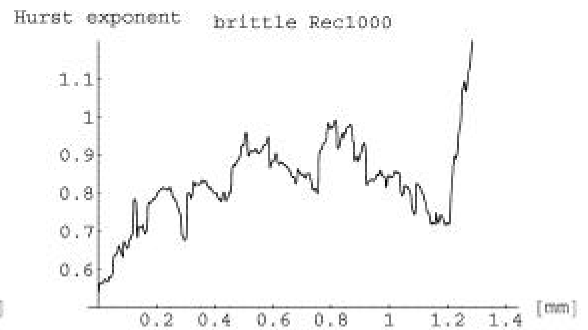


図 5.11: 脆性破断部プロファイルの局所的H

る箇所は図 5.1 中の矢印部 (1.6～1.7mm 地点) であり, 図 5.9 矢印部 (1.6～1.7mm 地点) では大きな H の減少が見られ, その後 H は上昇している．これは延性部の H の特徴から, 脆性部の H の特徴に推移したためと考えられる. したがって, この結果は延性-脆性境界を定量的に示しているものと考えられる.

局所的 H を算出したときに、H が 1 を超えている場合が見られるが、これは図 5.5 で見られたときと同様に、H を算出するためのデータ数が少ないために H がゆらぎを含んでいるためと考えられる。

三角形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数に三角形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.12～5.14 に示す。

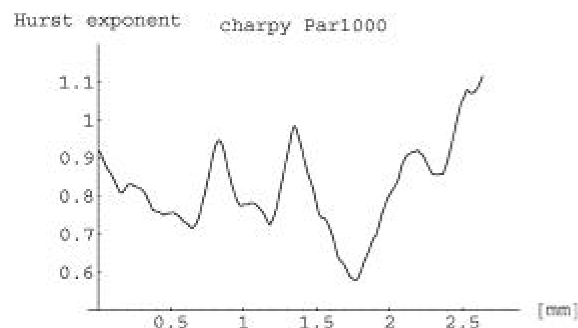
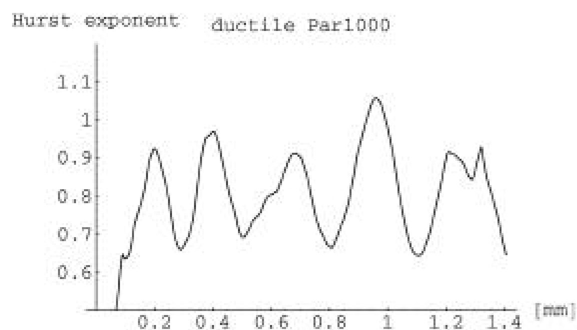


図 5.12: 遷移部を含むプロファイルの局所的 H

ガウス分布関数形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数にガウス分布関数形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.15～5.17 に示す。

三角形窓、ガウス分布関数形窓ともに距形窓により求めた局所的 H の傾向とほぼ



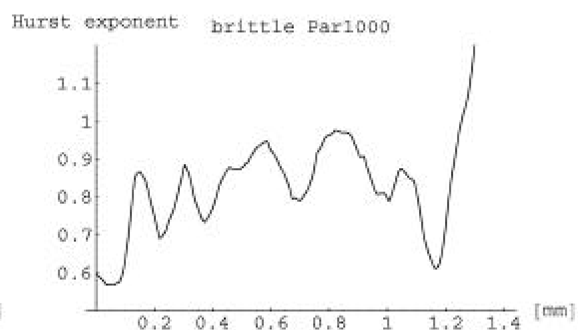


図 5.13: 延性破断部プロファイルの局所的 H

図 5.14: 脆性破断部プロファイルの局所的 H

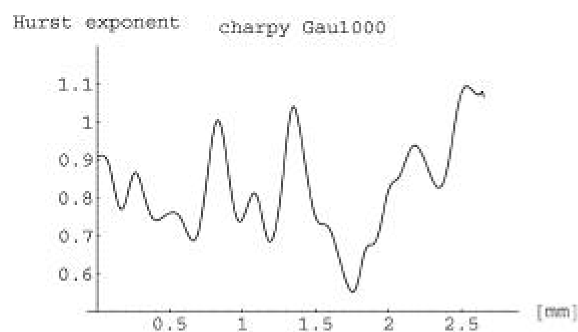
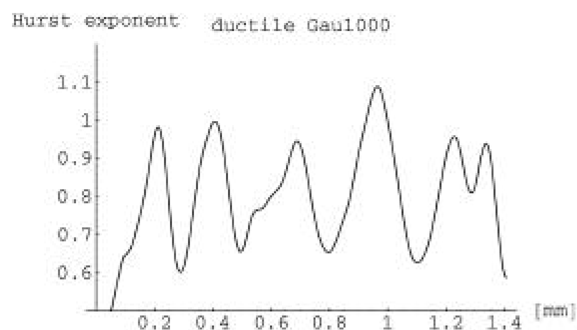


図 5.15: 遷移部を含むプロファイルの局所的 H



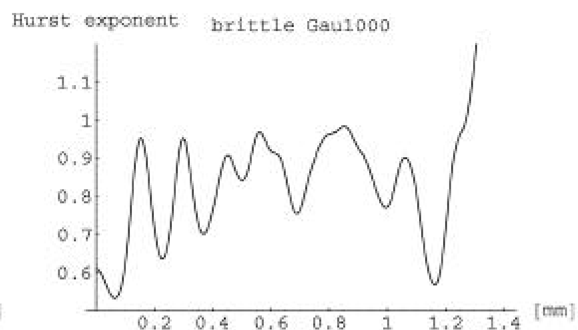


図 5.16: 延性破断部プロファイルの局所的 H

図 5.17: 脆性破断部プロファイルの局所的 H

同じような傾向を示している。

5.3 TiAl破断面の解析結果

図 5.18、5.19 に解析に用いたプロファイルを示す。

TiAl の破断面はき裂進展方向が、理想的なき裂進展方向から大きく傾いている。

プロファイルが勾配を持っている場合、Hurst 数に影響を及ぼすことが報告されている [5]。そこで、TiAl のプロファイルの作成に際しては、プロファイルデータ点に最小二乗近似を施し中心線の勾配を求め、勾配角の分だけ逆に回転させ、解析対象のプロファイルを作成した。

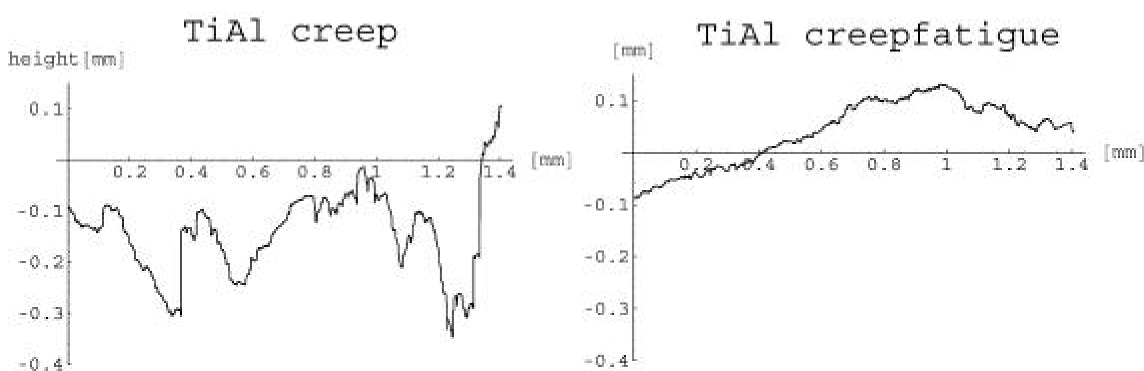


図 5.18: クリープ破断部プロファイル　図 5.19: クリープ疲労破断部プロファイル

5.3.1 AWC 法によるプロファイルの Hurst 数の算出結果

クリープ破断面とクリープ疲労破断面それぞれの自己アフィン特性について調べるために、AWC 法により、それぞれのプロファイルの Hurst 数を算出した。

表 5.2 に AWC 法により算出した各プロファイルの Hurst 数と、Hurst 数を算出するため最小二乗近似を行った際の誤差の絶対値の平均を示す。

表 5.2: AWC による Hurst 数算出結果 (TiAl)

	クリープ	クリープ疲労
H	0.823 § 0.053	0.764 § 0.104

この結果からクリープ破断の H の方がクリープ疲労破断の H よりも大きくなることがわかった。

5.3.2 局所的な Hurst 数の算出

距形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数に距形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.20、5.21 に示す。

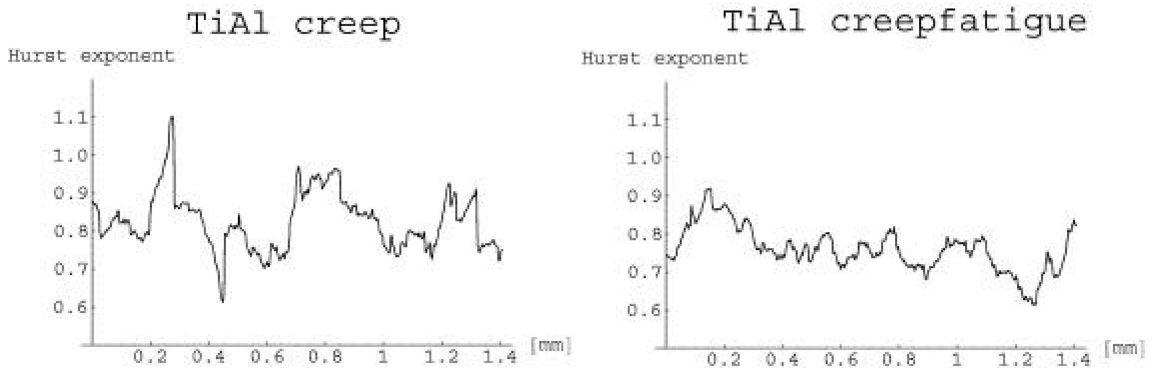


図 5.20: TiAl クリープ破断プロファイルの局所的 H

図 5.21: TiAl クリープ疲労破断プロファイルの局所的 H

クリープおよびクリープ疲労, 双方について, 局所的 H は前節で AWC 法により求めた H を中心にしてゆらぎを示している。しかし、プロファイル中に破壊現象の遷移がないため, 局所的な H からは明確な差異は認められなかった.

三角形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数に三角形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.22、5.23 に示す。

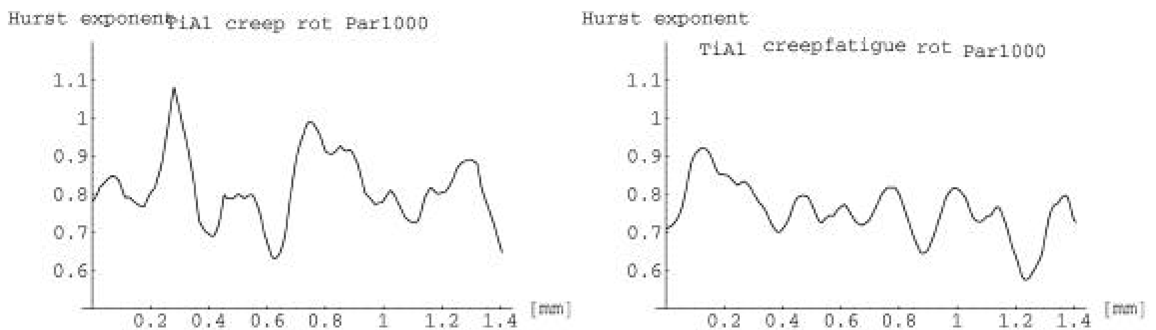


図 5.22: TiAl クリープ破断プロファイルの局所的 H

図 5.23: TiAl クリープ疲労破断プロファイルの局所的 H

ガウス分布関数形窓による局所的 Hurst 数の算出

窓関数にガウス分布関数形窓を用いて、局所的 Hurst 数を求めた結果を図 5.24、5.25 に示す。

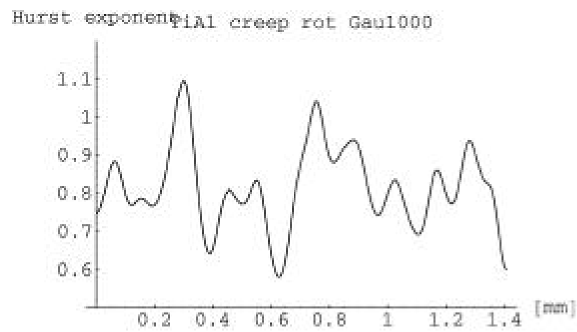


図 5.24: TiAl クリープ破断プロファイルの局所的 H

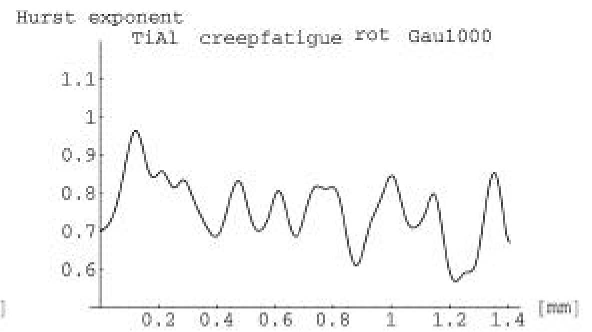


図 5.25: TiAl クリープ疲労破断プロファイルの局所的 H

三角形窓、ガウス分布関数形窓ともに距形窓により求めた局所的 H の傾向とほぼ同じような傾向を示している。

第6章　考察

6.1　緒言

本章では、シャルピー試験片および TiAl 破断面の解析結果について考察を行う。つづいて、任意の Hurst 数により作成したプロファイルに対し、本研究で用いた手法により解析を行い、本研究で用いた手法の妥当性を示す。最後に他の手法との比較を行い、本研究の有効性を示す。

6.2　解析結果に対する考察

6.2.1　シャルピー試験破断面

延性破断面プロファイルの局所的な Hurst 数は、約 0.82 を振動の中心にして、約 0.10 の一定振幅でゆらぎを見せている (図 5.10)。局所的 H のゆらぎの中心は AWC により算出した H とほぼ一致していることがわかる。そして、このことから、延性破断面内では自己アフィン特性のゆらぎはあるものの、大きな変化を見せることなく破壊が進んでいるものと考えられる。

それに対し、脆性破断面プロファイルの局所的な Hurst 数は、き裂進展とともにゆらぎをがら上昇していくことがわかる (図 5.11)。Hurst 数は 0 から 1 に近づくにつれて、縦断面曲線の形状は直線に近づいていく。脆性破断面の局所的 H が 1 に近づいているということは、脆性破壊ではき裂進展に伴って、その破断面の形状がより直線的になっていると考えられる。

全体のプロファイルの局所的 H (図 5.9) には、前述の延性破面の特徴がプロファイルの約 1:5mm 地点までに表れており、脆性破面の特徴が約 1:6mm 以降に表れている。この結果から、このプロファイルにおいて、延性破壊から脆性破壊に遷移したのは 1:5～1:6mm 地点であることを定量的に示したものであると考えられる。これは本研究で用いた手法により、複数の現象がプロファイルに含まれる場合、局所的な Hurst 数を算出することによって、現象の推移を定量的にあらわすことが出来るようになったことを意味していると考えられる。

6.2.2 TiAl 破断面

クリープ破断面プロファイルの局所的 H は、約 0.82 を振動の中心として、振幅約 0.10 で一定のままゆらいでいることがわかる (図 5.20)。シャルピー試験片の解析結果と同様に、局所的 H のゆらぎの中心は AWC により算出した H とほぼ一致していることがわかる。クリープ疲労破断面プロファイルの局所的 H は、約 0.75 を振動の中心として、振幅約 0.05 でゆらいでいることがわかる (図 5.21)。

しかしながら、この 2 つの局所的 H において、ゆらぎ以外の大きな値の変化は認められない。これはクリープ、クリープ疲労両破面において破壊現象の推移が起こっていないことを示していると考えられる。しかしながら、本研究で提案した局所的 H を算出することにより、破断面プロファイル中の自己アフィン特性のゆらぎを検出できるようになったことをあらわしていると考えられる。

6.3 任意の Hurst 数により生成したプロファイルによる検証

プロファイル内に単一の Hurst 数を含むプロファイルと、複数の Hurst 数を含むプロファイルを生成し、2.6 節で示した各種方法や、本研究で提案した手法を用いて解析することにより、各種解析方法の比較を行い、また、本研究で提案した手法により、プロファイル内の自己アフィン特性のゆらぎや遷移を検出可能であるか調べ、本研究で提案した手法の妥当性を検討していく。

6.3.1 単一 Hurst 数のプロファイル

$H = 0.2; 0.5; 0.8$ でデータ長 1024,16384 点のプロファイルを作成し、解析を行った。

データ長 1024 点のプロファイル

図 6.1〜6.6 に解析に用いたプロファイルを示す。

表 6.1 に、2.6 節で示した、ボックスカウンティング法 (以下 BC 法)、高さ-高さ相関関数法 (以下 HHC 法)、フーリエスペクトルによる方法 (以下 FPS 法)、AWC 法によって算出した Hurst 数を示す。

図 6.7〜6.10 に各方法で Hurst 数を算出する際のプロットを示しておく。

BC 法の結果では、Hurst 数が小さいプロファイルについてはもとの H に比べて大きな値をとり、Hurst 数が大きいプロファイルについてはもとの H に比べて小さな値をとることがわかる。これは先に述べたように、BC 法は自己相似図形のフラクタル次元を算出する手法であり、そのため自己アフィン図形の解析には向かないことが言える。

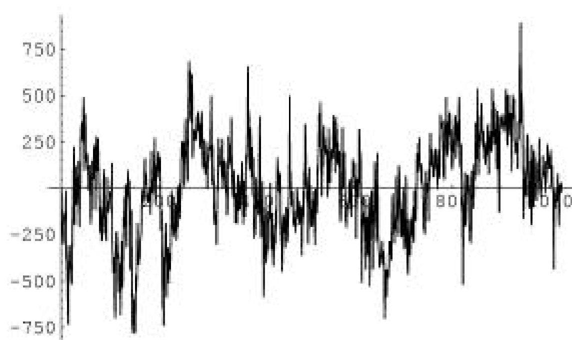


図 6.1: H=0.2 のプロファイル (1)

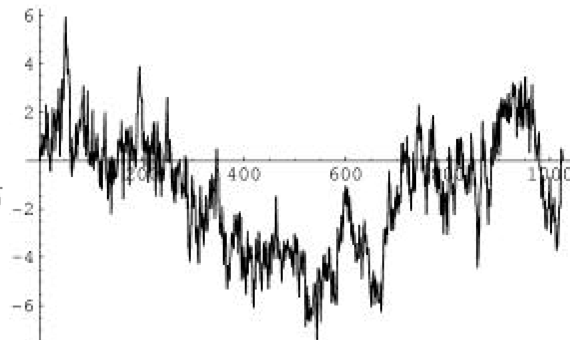


図 6.2: H=0.2 のプロファイル (2)

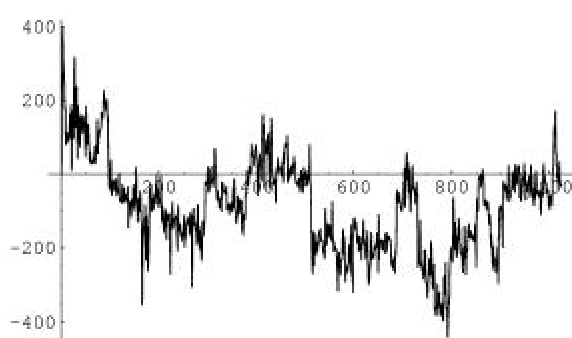


図 6.3: H=0.5 のプロファイル (1)

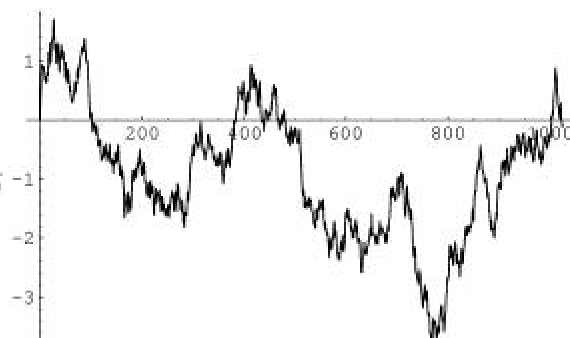


図 6.4: H=0.5 のプロファイル (2)

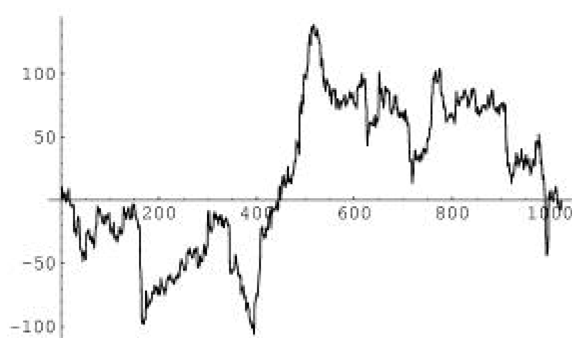


図 6.5: H=0.8 のプロファイル (1)

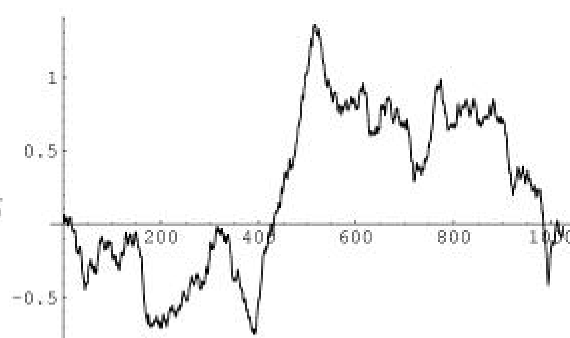


図 6.6: H=0.8 のプロファイル (2)

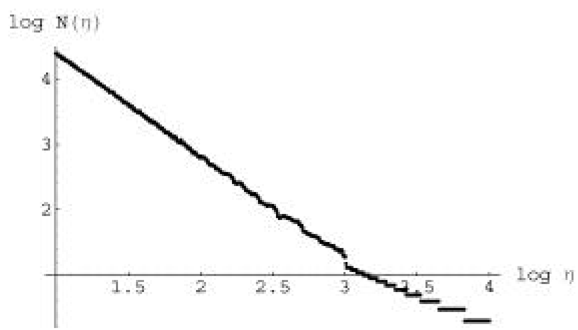


図 6.7: BC 法のプロット

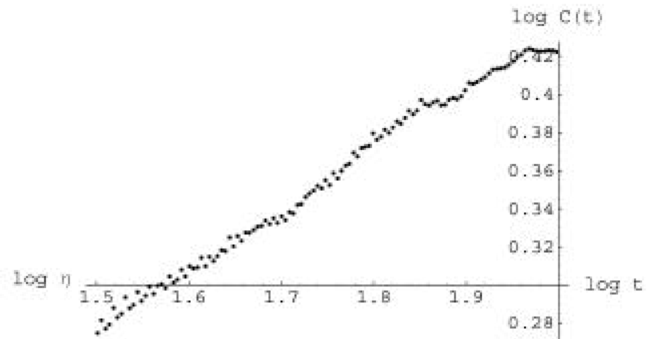


図 6.8: HHC 法のプロット

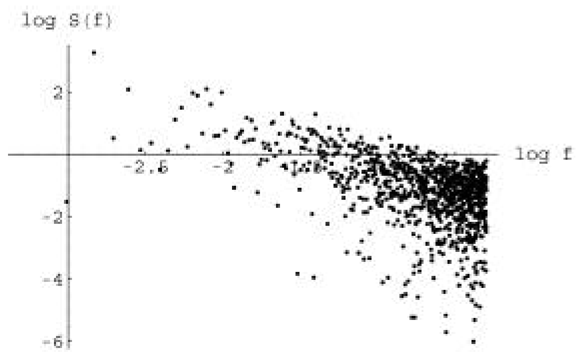


図 6.9: FPS 法のプロット

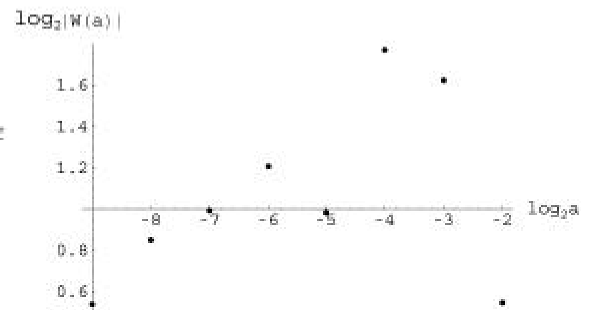


図 6.10: AWC 法のプロット

表 6.1: 各種方法による Hurst 数算出結果

H	BC 法	HHC 法	FPS 法	AWC 法
0.2(1)	0.395 § 0.008	0.151 § 0.006	0.121 § 0.384	0.150 § 0.043
0.2(2)	0.417 § 0.009	0.314 § 0.003	0.219 § 0.349	0.193 § 0.133
0.5(1)	0.450 § 0.008	0.266 § 0.005	0.150 § 0.374	0.195 § 0.121
0.5(2)	0.606 § 0.010	0.485 § 0.003	0.464 § 0.354	0.449 § 0.095
0.8(1)	0.657 § 0.010	0.474 § 0.009	0.574 § 0.342	0.501 § 0.090
0.8(2)	0.738 § 0.010	0.589 § 0.011	0.730 § 0.311	0.708 § 0.076

FPS 法の結果はいずれもばらつきが大きく H の範囲を広く見積もってしまう可能性があるので、一概に H を決定するのは難しいと思われる。

AWC 法と HHC 法はばらつきが小さく H を決定しやすい手法であると思われる。

しかし、いずれの方法においてももとの H からのずれが大きく、プロファイルの H を正確に評価するには、1024 点のデータ長では難しいと考えられる。

データ長 16384 点のプロファイル

図 6.13〜6.13 に解析に用いたプロファイルを示す。

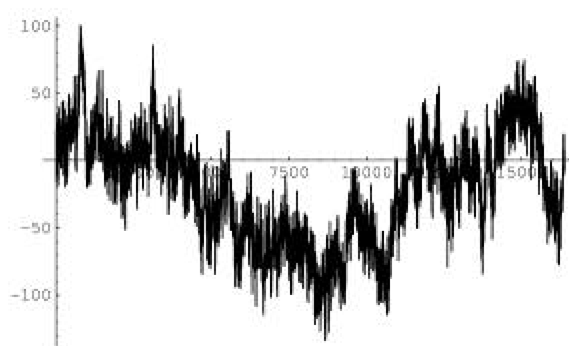
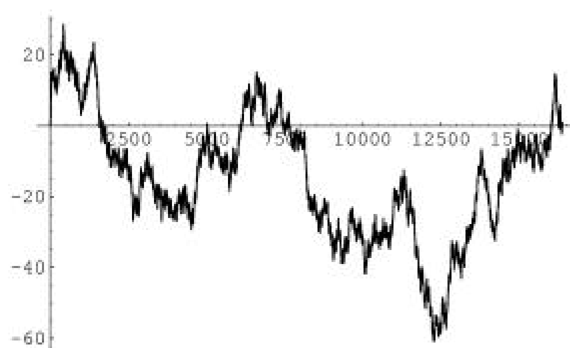


図 6.11: H=0.2 のプロファイル



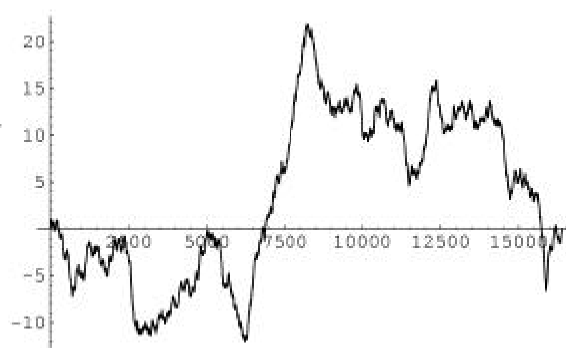


図 6.12: H=0.5 のプロファイル　　図 6.13: H=0.8 のプロファイル

表 6.2 に、2.6 節で示した、各種方法により算出した、各プロファイルの H を示す。

図 6.14〜6.14 に各方法で Hurst 数を算出する際のプロットを示しておく。

BC 法の結果では、データ長 1024 点のプロファイルの解析結果と同様に、H が小さなプロファイルについてはもとの H よりも大きな値を示し、H が大きなプロファイルについてはもとの H よりも大きな値を示す傾向が見てとれるが、その精度は向上している。

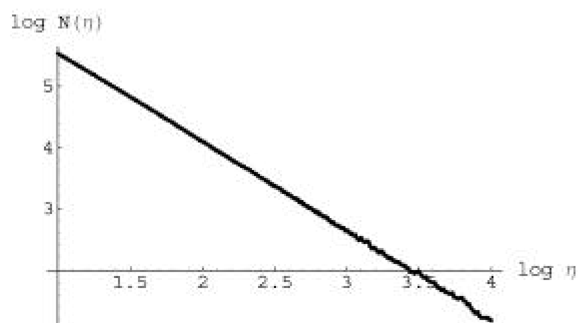


図 6.14: BC 法のプロット

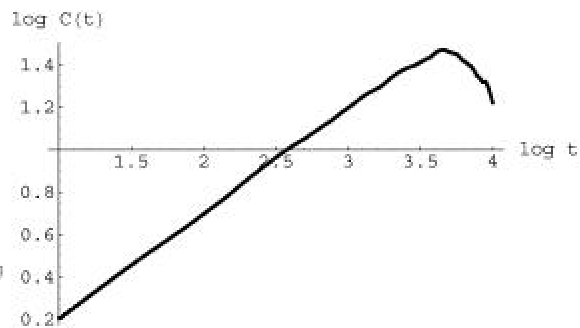


図 6.15: HHC 法のプロット

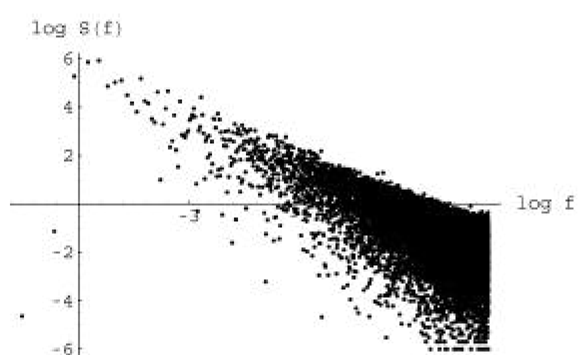


図 6.16: FPS 法のプロット

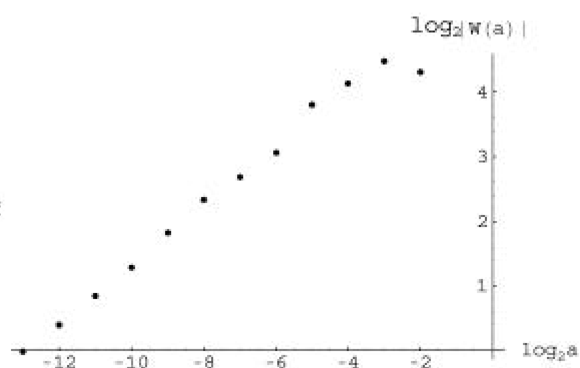


図 6.17: AWC 法のプロット

表 6.2: 各種方法による Hurst 数算出結果

H	BC 法	HHC 法	FPS 法	AWC 法
0.2	0.379 § 0.005	0.228 § 0.003	0.183 § 0.369	0.164 § 0.036
0.5	0.570 § 0.004	0.491 § 0.002	0.511 § 0.373	0.452 § 0.042
0.8	0.783 § 0.003	0.745 § 0.001	0.812 § 0.347	0.755 § 0.058

FPS 法もスペクトルの最小二乗近似により求めた H はいずれも精度が向上している。しかしながらやはりばらつきが大きいため、一概に H を決定するのは難しいと思われる。

HHC 法と AWC 法はいずれもばらつきが小さく、精度のよい値を示している。したがって、自己アフィン図形の解析には HHC 法か AWC 法が向いていると思われる。

4.1 節、5.2.2 節で提案した手法により、ウェーブレット変換を用いて算出した局所的な H の算出結果を図 6.20〜6.20 に示す。窓関数には距形窓を用い、窓の幅は n = 1000 としている。

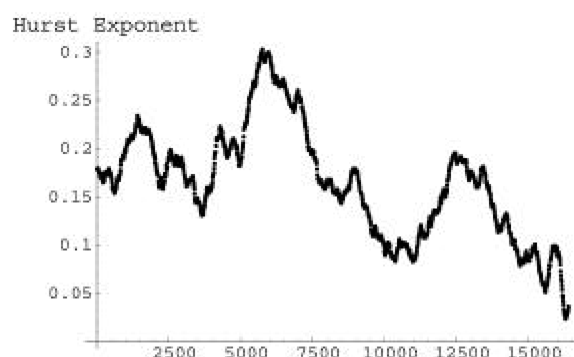


図 6.18: H=0.2 のプロファイルの局所的 H

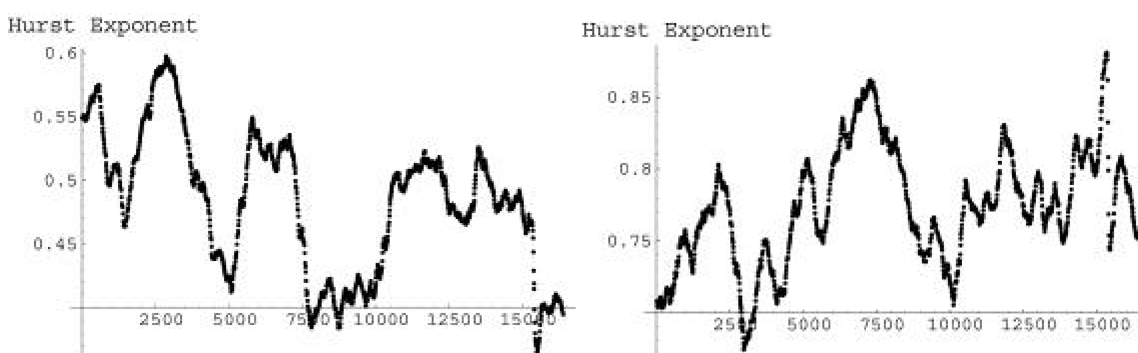


図 6.19: H=0.5 のプロファイルの局所的 H 図 6.20: H=0.8 のプロファイルの局所的 H

いずれの場合においても、値にゆらぎは見られるものの、もとの H を中心にしてその周辺でゆらいでいるのがわかる。この結果から、本研究で提案した手法によりプロファイル内に存在する、自己アフィン特性のゆらぎもとらえることが出来ると言える。

この結果から、本研究で提案した手法により、本研究で用いた TiAl のクリープ破断面やクリープ疲労破断面のように、破壊現象の遷移現象を特に持たないようなプロファイルについて、そのプロファイル内に存在する自己アフィン特性のわずかなゆらぎも検出することができるようになったことが言える。

6.3.2　複数の Hurst 数を含むプロファイル

一本のプロファイル中に 2 つの H をもつプロファイルを作成し解析を行った。図 6.21〜6.23 に解析に用いたプロファイルを示す。

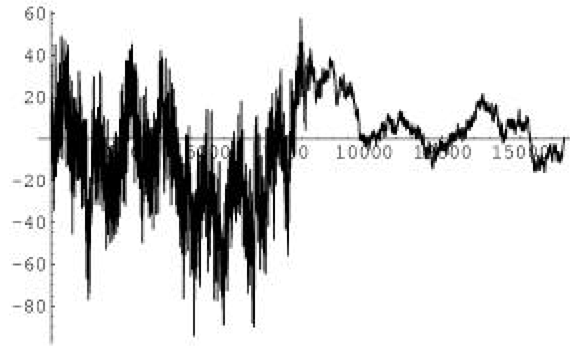


図 6.21: H=0.2 から 0.5 へ遷移するプロファイル

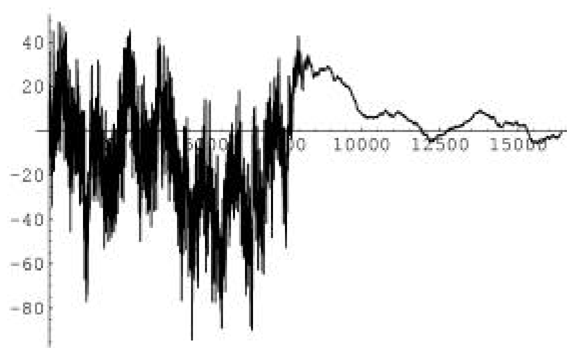


図 6.22: H=0.2 から 0.8 へ遷移するプロファイル

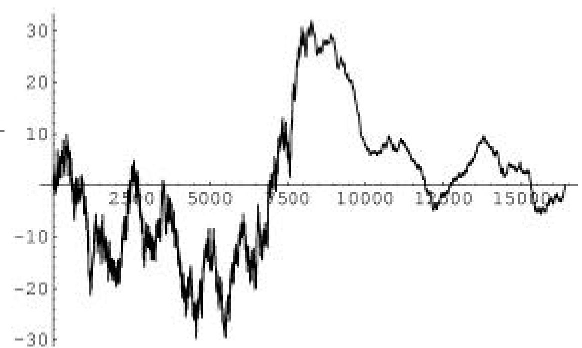


図 6.23: H=0.5 から 0.8 へ遷移するプロファイル

表 6.3 に 2.6 節で示した、各種方法により算出した、各プロファイルの H を示す。

いずれの方法においても、プロファイル中に混在する H の小さい方の値を、プロファイルの H として示すことがわかる。したがって、プロファイル中に 2 つの自己アフィン特性をもつプロファイルが存在する場合、プロファイル全体の H を求めた結果には H の小さい方の現象が強調され、H が大きい方の現象を見逃してしまう可能性がある。

4.1 節、5.2.2 で提案した手法により、ウェーブレット変換を用いて算出した局所的な H の算出結果を図 6.24〜6.26 に示す。窓関数は距形窓を用い、窓関数の幅は n = 1000 としている。

いずれの場合においても、プロファイルの自己アフィン特性が変化する場所で H が明確に遷移しているのがわかる。したがって、複数の自己アフィン特性をもった

表 6.3: 各種方法による Hurst 数算出結果

H	BC 法	HHC 法	FPS 法	AWC 法
0.2-0.5	0.320 § 0.006	0.207 § 0.009	0.162 § 0.371	0.199 § 0.013
0.2-0.8	0.313 § 0.005	0.197 § 0.010	0.163 § 0.361	0.176 § 0.013
0.5-0.8	0.592 § 0.008	0.530 § 0.007	0.460 § 0.381	0.514 § 0.038



図 6.24: H=0.2 から 0.5 へ遷移するプロファイルの局所的 H

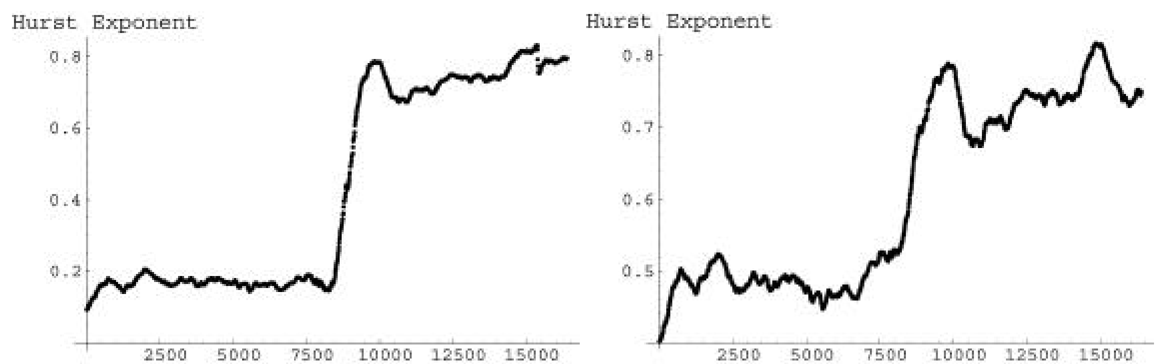


図 6.25: H=0.2 から 0.8 へ遷移するプロファイルの局所的 H

図 6.26: H=0.5 から 0.8 へ遷移するプロファイルの局所的 H

プロファイルがあった場合、本研究で提案した手法により、場所による自己アフィン特性の違いを明確に示すことが出来ることがわかった。

この結果から、本研究で提案した手法により、本研究で用いたようなシャルピー試験片のプロファイルのように、複数の破壊現象が混在するようなプロファイルを解析した場合、その自己アフィン特性の異なる場所を明確に指摘することが可能になり、破壊現象の生起した場所や遷移した場所を定量的に指摘できるようになったと言える。

BC 法による局所的 Hurst 数の算出

比較のため、BC 法による局所的な Hurst 数の算出を試みた。

手法としては、図 6.27 に示すように、AB を一定間隔にして、その間のデータ点についてプロファイルを作成し、BC 法により Hurst 数を算出する。そして、OA を順に変化させることにより、任意の位置の Hurst 数を算出する方法である。それにより得られた Hurst 数を A における Hurst 数とする [16]。

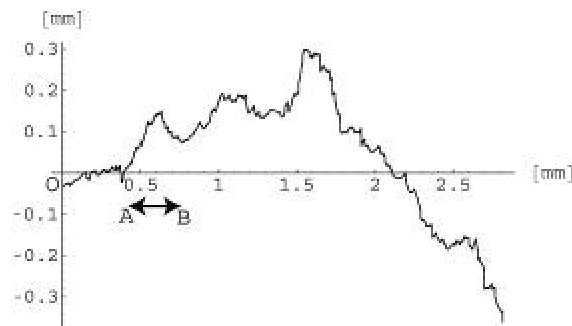


図 6.27: BC 法による局所的 H 算出法

この方法により、データ数 16384 点の複数の H をもつプロファイルを解析した結果を図 6.28～6.30 に示す。AB= 2000 点としている。

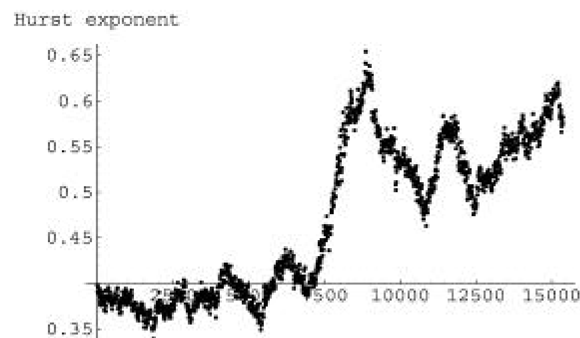


図 6.28: H=0.2 から 0.5 へ遷移するプロファイルの BC 法による局所的 H

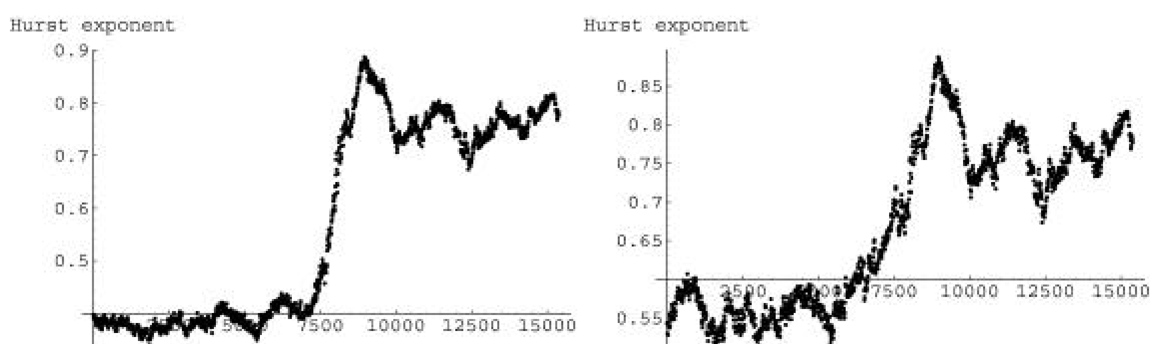


図 6.29: H=0.2 から 0.8 へ遷移するプロファイルの BC 法による局所的 H

図 6.30: H=0.5 から 0.8 へ遷移するプロファイルの BC 法による局所的 H

6.3.1 節で述べたのと同様に局所的な H についても、小さな H の部分ではもとの H よりも H を大きく算出し、大きな H の部分ではもとの H よりも大きく算出してしまうという傾向がある。また、H の遷移する境界の決定についても大体の位置はわかるものの、遷移の様子がウェーブレット変換を用いた方法 (図 6.24〜6.26) に比べてなだらかであるため、厳密に決定するのは難しい。

したがって、本研究で提案したウェーブレット変換を用いた局所的な Hurst 数の算出法の法が、局所的 H の決定には適していると考えられる。

6.4 他の手法との比較

6.4.1 シャルピー試験片

各種方法による Hurst 数算出結果

表 6.4 に、2.6 節で示した、BC 法、HHC 法、FPS 法、AWC 法によって算出した Hurst 数を示す。

表 6.4: 各種方法による Hurst 数算出結果 (シャルピー)

	BC 法	HHC 法	FPS 法	AWC 法
全体	0.853 § 0.008	0.679 § 0.006	0.427 § 0.404	0.823 § 0.058
延性部	0.861 § 0.013	0.500 § 0.003	0.249 § 0.499	0.760 § 0.071
脆性部	0.908 § 0.008	0.532 § 0.003	0.352 § 0.652	0.848 § 0.024

BC 法の解析の際、プロファイルを覆う箱の形状を横:縦=1000:1 の長方形にして解析を行った。破断面プロファイルは水平方向の幅:高さ方向の幅は約 10:1 である。このように高さ方向の幅が小さい場合、このような操作を行わずに解析すると Hurst

数は 1 にしかならないことが報告されている [17]。そのため、本研究では前述のような操作を行った。

すべての方法について、延性部の H の方が脆性部の H より小さくなるという傾向が見られる。

各手法の値を比較してみると、BC 法の値は大きく、次に AWC 法、その次に HHC 法、最も小さくなったのが FPS 法である。

BC 法はもともと、自己相似図形 (フラクタル図形) のフラクタル次元を算出する手法である。ところが、破断面の縦断面曲線は自己相似ではなく自己アフィンである。BC 法による Hurst 数の算出については、2.6.1 節で説明したように $H = 2$ ¡ D_f により算出しているが、ここでの D_f は自己相似の意味でのフラクタル次元であり、自己アフィンとは意味合いが異なってくることに注意しなければならない。よって、他の手法と一概に比較は出来ないと考えられる。

FPS 法により算出された Hurst 数は非常にばらつきが大きいため、Hurst 数を決定するのはかなり困難だと考える。

HHC 法と AWC 法はばらつきが FPS 法に比べて非常に小さい。よって信頼性のある結果であると言える。

BC 法による局所的 Hurst 数の算出

6.3.2 節で説明した手法により、比較のためシャルピー試験片の BC 法による Hurst 数の算出を行った。その結果を図 6.31〜6.33 に示す。AB= 2000 点 (遷移部を含むプロファイル 0:344mm、延性、脆性プロファイル 0:172mm) としている。

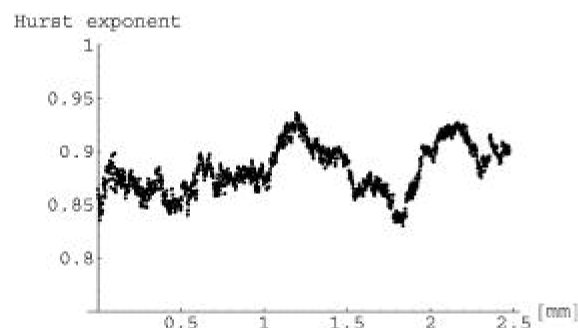


図 6.31: 遷移部を含むプロファイルの BC 法による局所的 H

参考のため、ウェーブレット変換により 5 章にて算出した局所的 H も示しておく。

図 6.32 より延性部の局所的 H は約 0.87 を振動の中心として、一定の振幅約 0.03 を保ちながらゆらいでいるのがわかる。また図 6.33 より脆性部の局所的 H はゆらぎながら上昇しているのがわかる。この傾向はウェーブレット変換を用いた局所的 H の傾向とほぼ一致している。遷移部を含むプロファイルの局所的 H (図 6.31) に注目してみると、延性破壊から脆性破壊への遷移部分と見られる 1.6〜1.7mm で、H

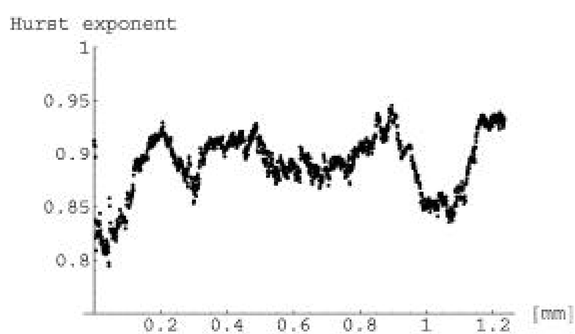


図 6.32: 延性破断部の BC 法による局所的 H

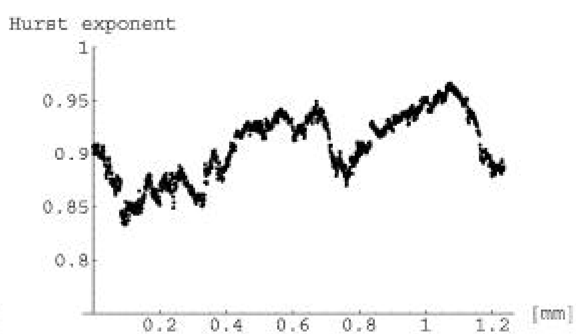


図 6.33: 脆性破断部の BC 法による局所的 H



図 6.34: 遷移部を含むプロファイルの局所的 H

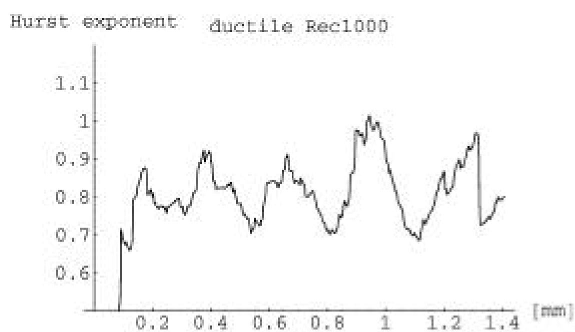


図 6.35: 延性破断部プロファイルの局所的 H

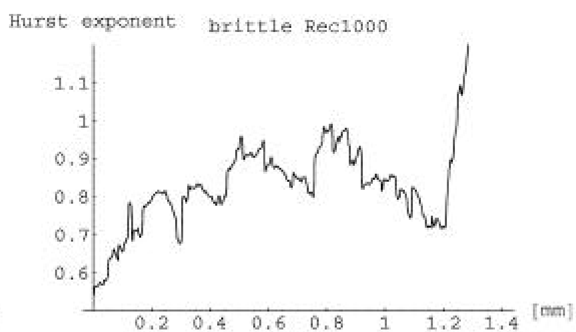


図 6.36: 脆性破断部プロファイルの局所的 H

が、延性破断部の特徴である、一定振幅のゆらぎから、脆性破断部の特徴である、ゆるやかな上昇へ移行していることはわかる。しかし、その変動幅が小さいため、図6.31から遷移境界を決定するのは難しいと思われ、ウェーブレット変換を用いて算出した局所的Hの方が遷移部の決定には適していると思われる。

6.4.2 TiAl破断面

各種方法によるHurst数算出結果

表6.5に、2.6節で示した、BC法、HHC法、FPS法、AWC法によって算出したHurst数を示す。

表 6.5: 各種方法によるHurst数算出結果 (TiAl)

	BC法	HHC法	FPS法	AWC法
クリープ	0.880 § 0.014	0.656 § 0.003	0.473 § 0.430	0.823 § 0.045
クリープ疲労	0.789 § 0.015	0.578 § 0.002	0.513 § 0.353	0.764 § 0.094

BC法の解析の際、プロファイルを覆う箱の形状を横:縦=1000:1の長方形にして解析を行った。

FPS法以外の結果においてクリープ破断プロファイルの方がクリープ疲労プロファイルよりHが大きくなるという結果が得られた。FPS法はばらつきが非常に大きいため、他の方法に着目することにすると、クリープの方がクリープ疲労よりもHが小さくなることが言える。

BC法による局所的Hurst数の算出

6.3.2節で説明した手法により、比較のためTiAl試験片のBC法によるHurst数の算出を行った。その結果を図6.37〜6.38に示す。AB= 2000点 (0:172mm) としている。

参考のため、ウェーブレット変換により5章にて算出した局所的Hも示しておく。

クリープ破断面の局所的Hは約0.9を振動の中心として約0.2の一定振幅でゆらいでいるのに対し、クリープ疲労破断面の方は約0.85を中心としてあがったり下がったりしている。両破面とも、プロファイル中に破壊の遷移現象はないため、大きく特徴が変動したりするようなところは見られない。これはウェーブレット変換を用いて算出した局所的Hの傾向と一致していると言える。

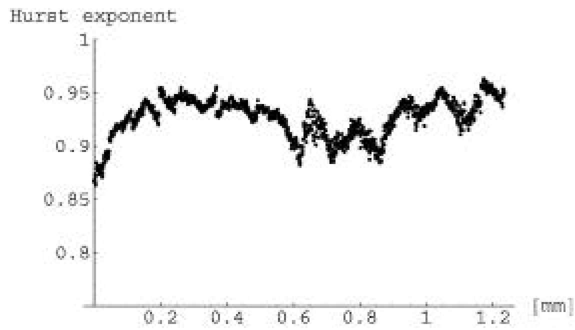


図 6.37: クリープ破断面の BC 法による局所的 H

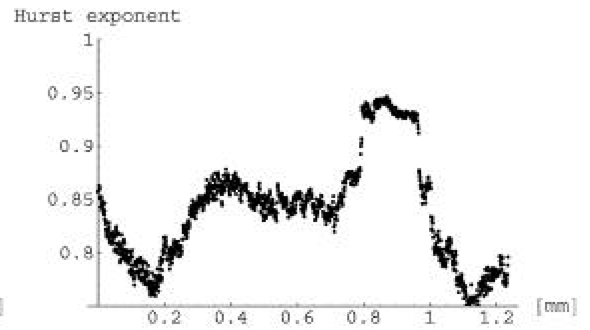


図 6.38: クリープ疲労破断面の BC 法による局所的 H

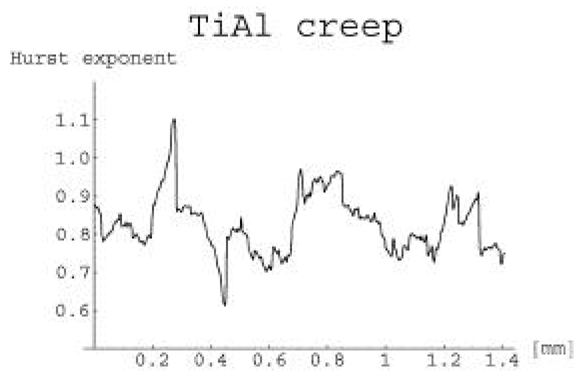


図 6.39: TiAl クリープ破断プロファイルの局所的 H

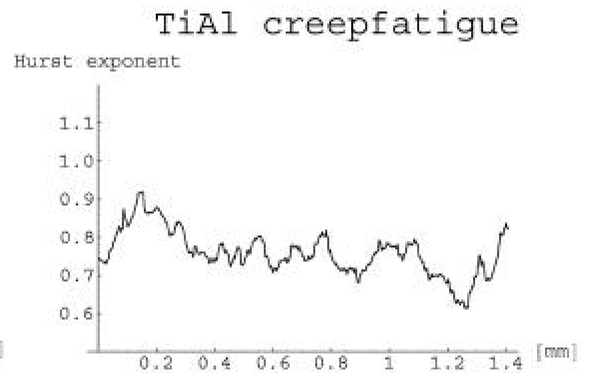


図 6.40: TiAl クリープ疲労破断プロファイルの局所的 H

6.5　SEM により測定したデータの解析結果

SEM の 3 次元高さデータ測定機能を用いて、シャルピー試験片の延性-脆性遷移部と見られる箇所の高さデータを取り、解析を行った。データを取った破面を図 6.41 に示す。き裂進展方向は左から右の方向である。図 6.41 中の矢印部が破面観察により延性-脆性遷移の境界と思われる箇所である。観察倍率は 800 倍で、データ点数は 1684 £ 561(データ間隔 0.268 ¹m) である。

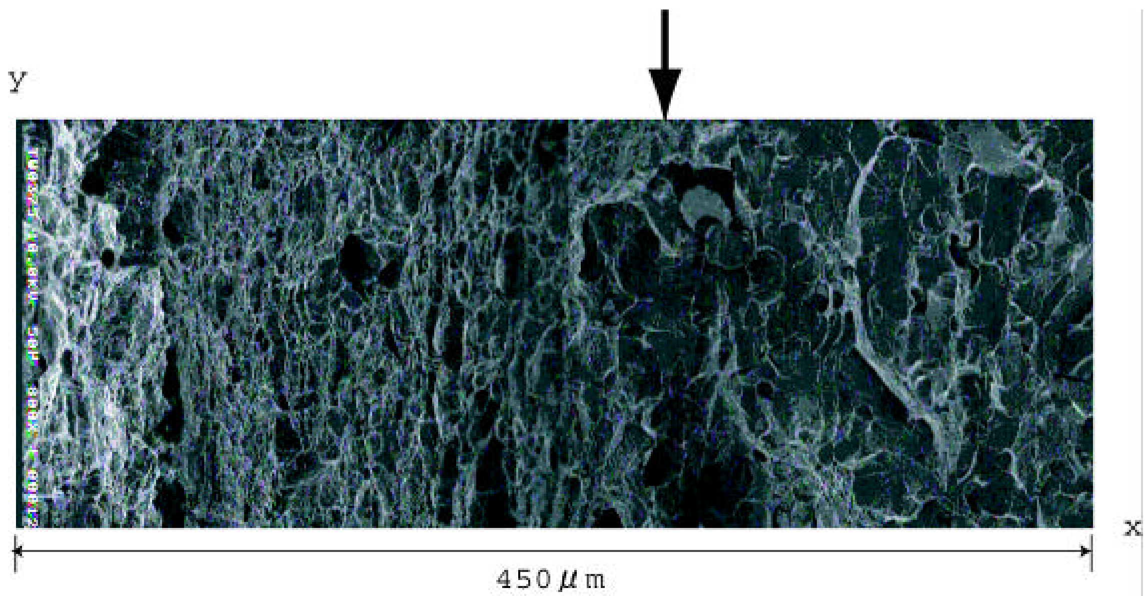


図 6.41: 高さデータをとった破面

以下、き裂進展方向に平行な軸を x 軸、垂直な軸を y 軸とする。x 軸に平行なプロファイル 281 本についてウェーブレット変換を行い、5.2.2 節で提案した手法により局所的な H を算出した。結果を図 6.42〜6.47 に示す。窓関数には距形窓を用い、n = 400(107 ¹m) とした。

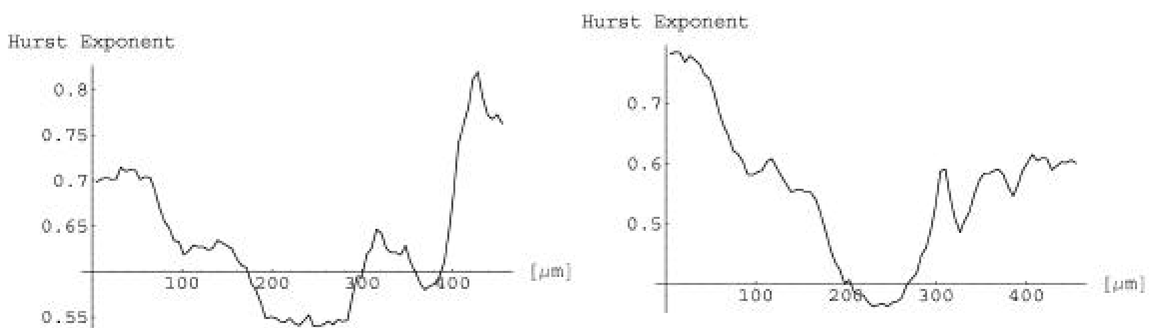


図 6.42: 1 本目のプロファイルの局所的 H

図 6.43: 101 本目のプロファイルの局所的 H

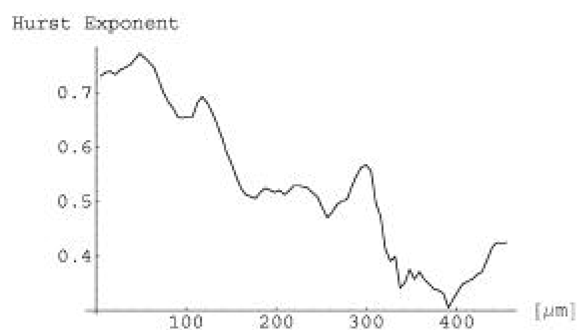


図 6.44: 201 本目のプロファイルの局所的 H

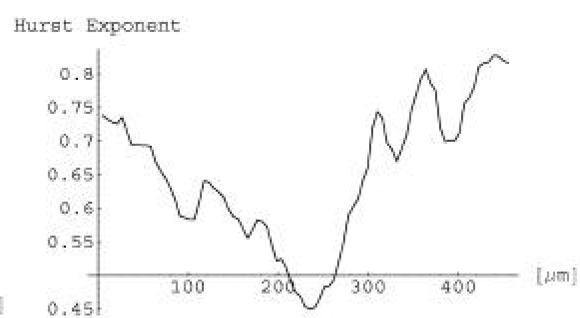


図 6.45: 301 本目のプロファイルの局所的 H

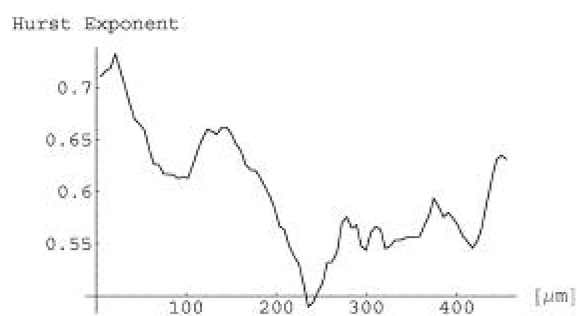


図 6.46: 401 本目のプロファイルの局所的 H

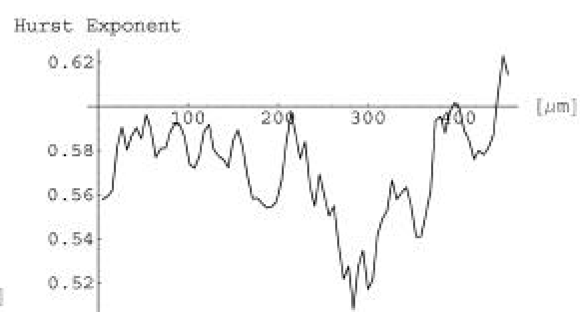


図 6.47: 501 本目のプロファイルの局所的 H

いずれの結果についても、5.2.2 節に示した結果と同様に、遷移部分とみられるところで、H が低くなるという傾向は見られたものの、データ点数が少ないためばらつきが大きく、遷移の境界を断定するのは難しい。

そこで、すべてのプロファイルの解析結果の、ある $x = x_0$ におけるウェーブレット係数の絶対値について平均を求め、5.2.2 節で提案した手法により局所的な H を算出した。その結果を図 6.48 に示す。

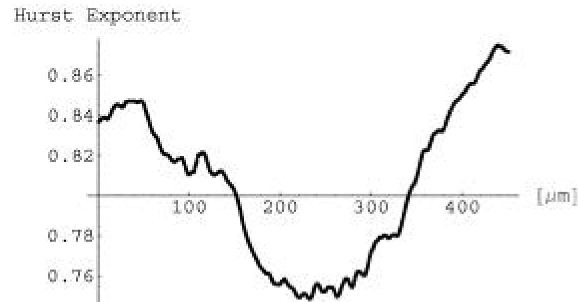


図 6.48: シャルピー試験片の局所的 H

比較のため、5.2.2 節で算出したシャルピー試験片 (データ長 16384 点) の局所的 H の結果も図 6.49 に示しておく。

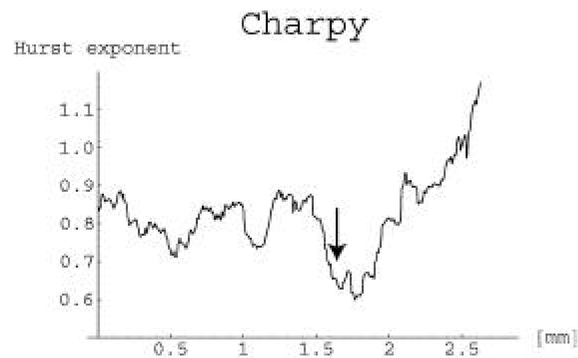


図 6.49: 遷移部を含むプロファイルの局所的 H

この結果から、5.2.2 節の結果と同様に、延性破断部では H は一定振幅でゆらぐが、増減はほとんどしない。そして、延性-脆性の境界で急激に H は小さくなり、その後脆性破断部ではき裂進展とともに H が増加していくのがわかる。

このことから、境界部を定量的に示すことが可能になったと言える。

第7章　結論

金属破断面プロファイルの局所的な自己アフィン特性を調べるために、ウェーブレット変換を用いた、局所的な Hurst 数を算出する手法を新たに提案した。

その手法を金属破断面プロファイルに適用し、破断面プロファイルの局所的な Hurst 数を算出し、以下のことがわかった。

1. シャルピー試験破断面から、延性部の Hurst 数の方が脆性部の Hurst 数に比べて小さくなることがわかった。また、局所的な Hurst 数の推移の様子から、延性-脆性遷移の境界を定量的に示すことができた。
2. TiAl 破断面から、クリープ破断面の Hurst 数の方が、クリープ疲労破断面の Hurst 数と比べて、大きくなることがわかり、両破面の違いを定量的に示すことができた。また、局所的な Hurst 数の推移の様子から両破面において、破壊現象の遷移は特にないことがわかった。

また、任意の Hurst 数をもつプロファイルを生成し、それに対して解析を行い、本研究で用いた手法が有効であることがわかった。

以上のことから、本研究の有効性を示すことができた。

参考文献

[1] 日本材料学会フラクトグラフィー部門委員会編. フラクトグラフィー. 丸善株式会社, 2000.

[2] B.B.Mandelbrot D.E.Passoja, A.J.Paullay. Fractal character of fracture surfaces of metals. Nature, Vol. 1308, pp. 721{722, 1984.

[3] R.H.Dauskardt F.Haubensak, R.O.Ritchie. On the interpretation of the fractal character of fracture surface. Acta metall mater, Vol. 38, No. 2, pp. 143{159, 1990.

[4] 渋谷陽二北川浩. 界面あるいは表面不均質変形のフラクタル特性. 材料, Vol. 41, No. 470, pp. 1611{1615, 1992.

[5] 池庄司敏孝. 材料の破壊における延性脆性遷移と破面のフラクタル性の関係についての研究. PhD thesis, 東京大学, 1998.

[6] 酒井達雄酒井孝. 金属材料の引張破面性状不規則性の定量評価におけるフラクタル解析の適用. 日本機械学会論文集 (A 編), Vol. 66, No. 644, pp. 741{747, 2000.

[7] 山口昌哉山田道夫. ウェーブレット解析. 科学, Vol. 60, No. 6, pp. 398{405, 1990.

[8] 株式会社エリオニクス. Era-4000 電子線三次元粗さ解析装置 取扱説明書.

[9] 高安秀樹. フラクタル. 朝倉書店, 1986.

[10] A.L.Barabasi H.E.Stanley. Fractal Concepts in Surface Growth. Cambridge University Press, 1995.

[11] William H. Press Saul A Teukolsky William T Vetterling, Brian P. Flannery. NUMERICAL RECIPES in C(日本語版). 技術評論社, 1993.

[12] Ingve Simonsen Alex Hansen. Determination of the hurst exponent by use of wavelet transforms. Physical Review E, Vol. 58, No. 3, pp. 2779{2787, 1998.

[13] 機械工学実験編集委員会. 機械工学実験. 東京大学機械工学. 東京大学出版会, 1994.

[14] 柴田真之. Tial 金属間化合物の高温クリープき裂成長機構における予き裂および切欠きの効果. Master's thesis, 東北大学, 1997.

[15] 渋谷陽二北川浩. ウェーブレット変換による表面ミクロ構造のマルチフラクタル解析. 日本機械学会論文集 (A 編), Vol. 61, No. 591, pp. 2501{2507, 1995.

[16] 原祥太郎. フラクタル解析によるシャルピー衝撃破断面の解析. 卒業論文, 東京大学, 2000.

[17] Jean Schmittbuhl Jean-Pierre Vilotte. Reliability of self-a±ne measurements. Phys.Rev.E, Vol. 51, No. 1, pp. 131{147, 1995.

[18] L.T.Dougan P.S.Addison, W.M.C.McKenzie. Fractal analysis of fracture:a comparison of dimension estimates. Mechanics Reaserch Communications, Vol. 27, No. 4, pp. 383{392, 2000.

[19] A.Arneodo G.Grasseau. Wavelet transform of multifractals. Phys.Rev.Lett., Vol. 61, No. 20, pp. 2281{2284, 1988.

[20] Matthias Holschneider. On the wavelettransformation of fractal object. Journal of Statistical Physics, Vol. 50, pp. 963{993, 1988.

[21] Arnaud Delaplace Jean Schmittbuhl, Knut Jorgen Maaloy. High resolution description of crack front in a heterogeneous plexiglas block. Phisical Review E, Vol. 60, No. 2, pp. 1337{1343, 1999.

[22] 渋谷陽二北川浩. ウェーブレット変換による表面ミクロ構造のマルチフラクタル特性. 日本機械学会第 68 期通常総会講演会講演論文集, Vol. A, No. 249-251, 1991.

[23] 榊原進. ウェーブレットビギナーズガイド. 東京電機大学出版局, 1995.

[24] チャールズ K. チュウイ著桜井明・新井勉共訳. ウェーブレット入門. 東京電機大学出版局, 1993.

[25] B.D.Dempsey A.J.Schwoeble C.S.Pande L.E.Richards, N.Louat. Fractal characterization of fractured surface. Acta metal, Vol. 35, No. 7, pp. 1633{1637, 1987.

[26] I.Procaccia B.I.shraiman T.C.Halsey M.H.Jensen, L.P.Kadano®. Fractal measures and their singularities:the characterization of strange sets. Phys.Rev.A, Vol. 33, No. 2, pp. 1141{1151, 1986.

[27] 高安秀樹. フラクタル科学. 朝倉書店, 1987.

[28] Benoit B.Mandelbrot 著広中平祐訳. フラクタル幾何学. 日経サイエンス社, 1985.

[29] マンフレッド・シュレーダー著竹迫一雄訳. フラクタル・カオス・パワー則. 森北出版株式会社, 1997.

[30] 池庄司敏孝. 脆性-延性遷移と破断面のフラクタル次元の変化. 日本機械学会第 4 回機械材料・材料加工技術講演会講演論文集, 1996.

[31] 西山善次幸田成康. 金属の電子顕微鏡写真と解説. 丸善株式会社, 1975.

[32] 吉田享. 金属破断面の見方. 日刊工業新聞社, 1970.

[33] Gerard Valentin Stephane Morel Jean Schumittbuhl, M.Lopez. Anomalous roughening of wood fractured surface. Phisical Review E, Vol. 58, No. 6, pp. 6999{7005, 1998.

[34] 山際謙太. フラクタル解析を用いた金属破断面の特性化と金属破壊機構解明への応用. Master's thesis, 東京大学, 2000.

[35] スティーブンウルフラム. Mathematica A System for Doing Mathematics by Computer(日本語版)Second Edition. アジソン ウエスレイ, 1992.

付 録 A　任意のスケールにおける ウェーブレット係数のマッピング

A.1　緒言

ウェーブレット変換は任意の位置のウェーブレット係数を求めることが出来る。その性質を用いて、$(x; y; z)$ 座標上の z 軸に、あるスケール a におけるウェーブレット係数の絶対値 $jW[h(x)]((x; y); a)j$、もしくはその 2 乗をプロットすることにより、あるスケール a における破面の局所的なスケール特性を捉えやすくなる。これにより、破面のどこでそのスケールに起因する現象が起きている捉えやすくなる。

A.2　マッピング例

例 1:シャルピー試験片の延性破面 (観察倍率 400 倍)

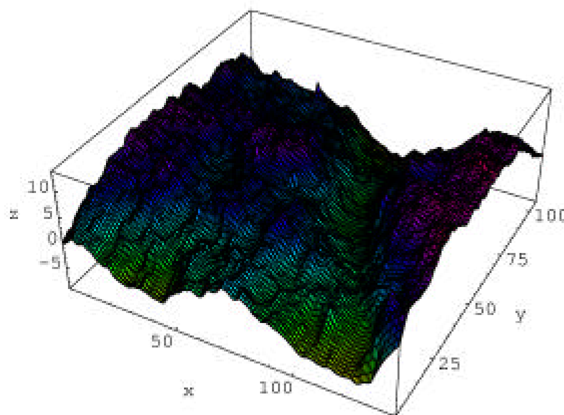


図 A.1: 延性破面 (観察倍率 400 倍)

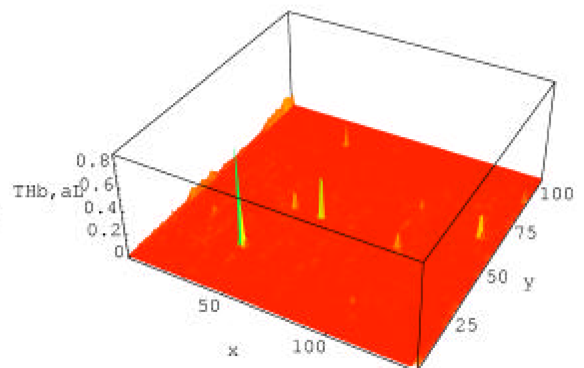


図 A.2: $a = 0:586\,{}^1\mathrm{m}$ における $W((x; y); a)$ のマッピング

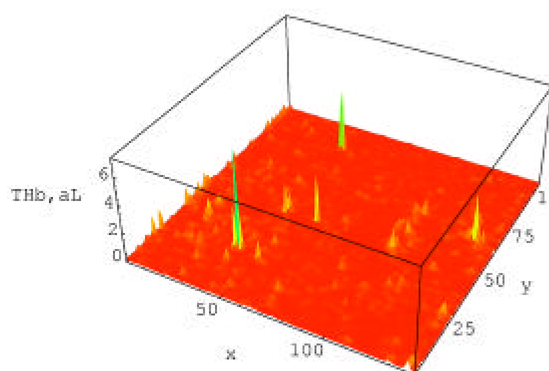


図 A.3: a = 1:17 ^{1}m における W((x; y); a) のマッピング

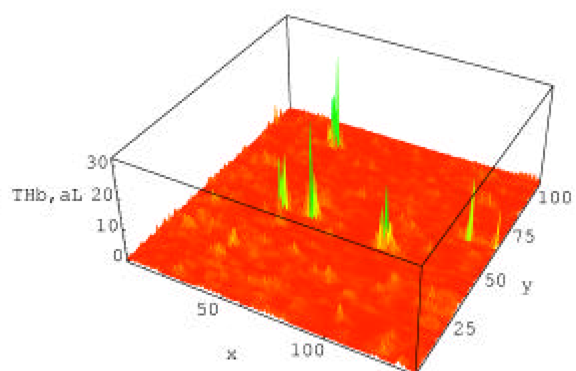


図 A.4: a = 2:34 ^{1}m における W((x; y); a) のマッピング

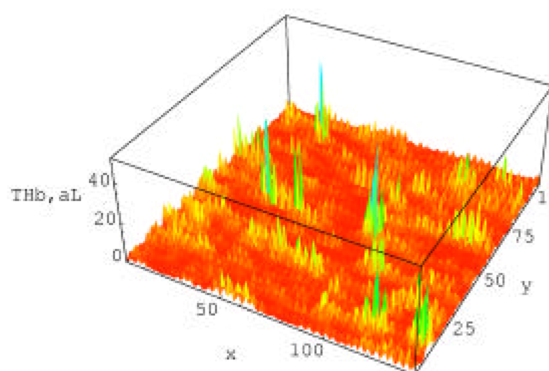


図 A.5: a = 4:68 ^{1}m における W((x; y); a) のマッピング

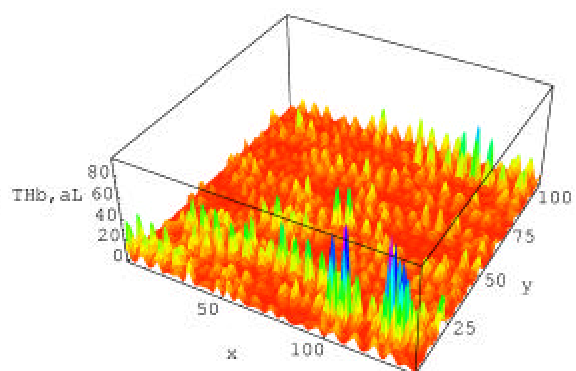


図 A.6: a = 9:37 ^{1}m における W((x; y); a) のマッピング

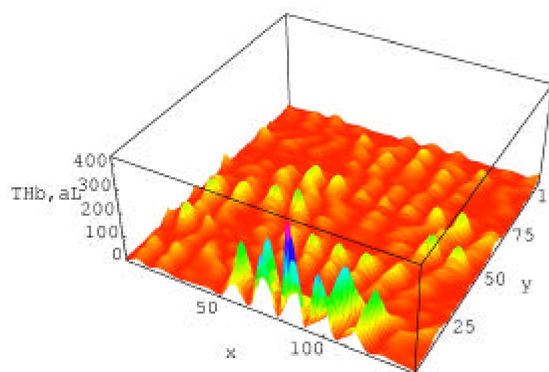


図 A.7: $a = 18.8\,\mu m$ における $W((x,y),a)$ のマッピング

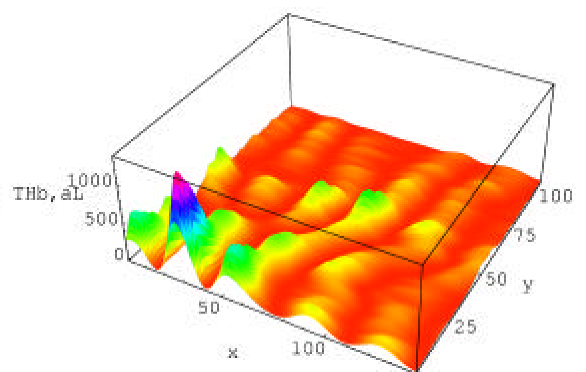


図 A.8: $a = 37.5\,\mu m$ における $W((x,y),a)$ のマッピング

例 2:シャルピー試験片の脆性破面 (観察倍率 400 倍)

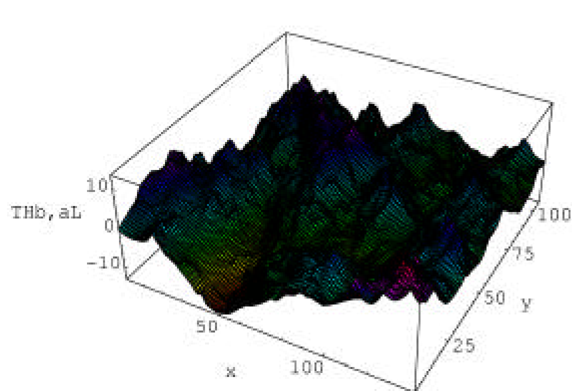


図 A.9: 脆性破面 (観察倍率 400 倍)

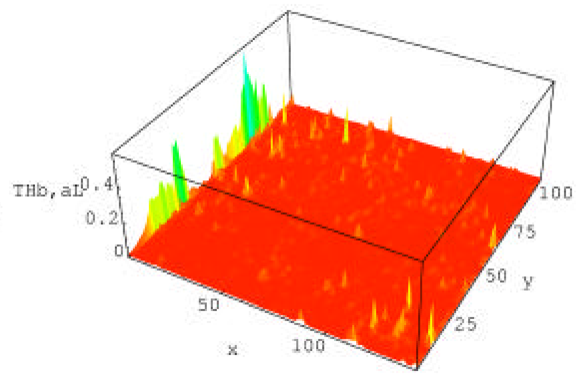


図 A.10: $a = 0{:}586^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

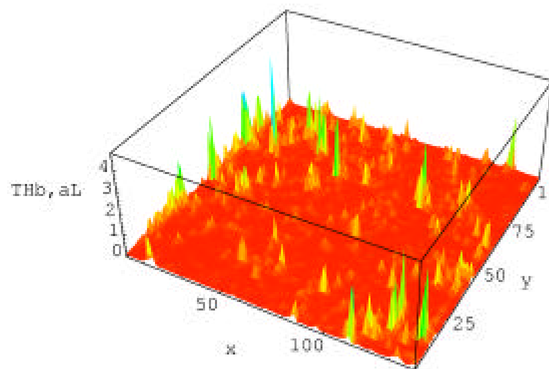


図 A.11: $a = 1{:}17^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

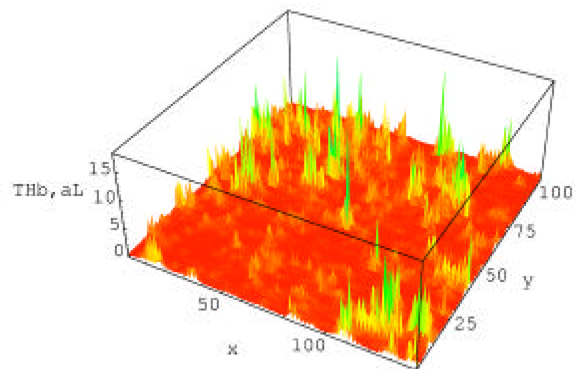


図 A.12: $a = 2{:}34^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

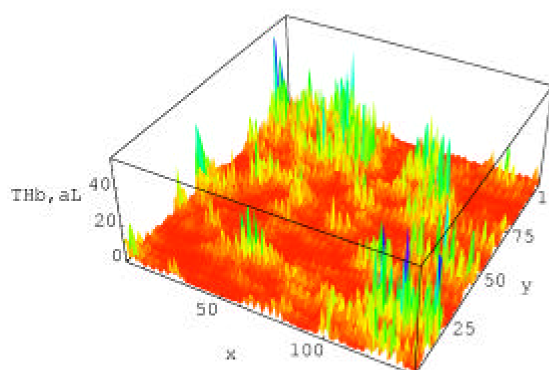


図 A.13: $a = 4:69\,{}^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

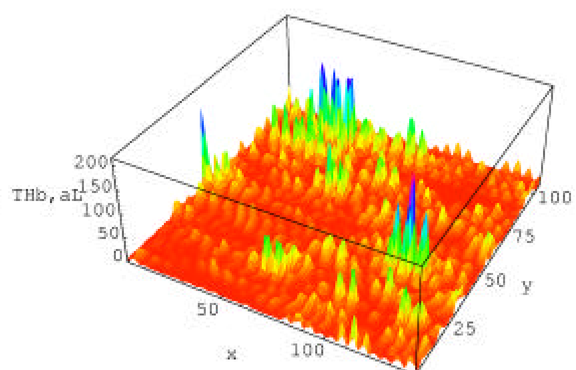


図 A.14: $a = 9:37\,{}^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

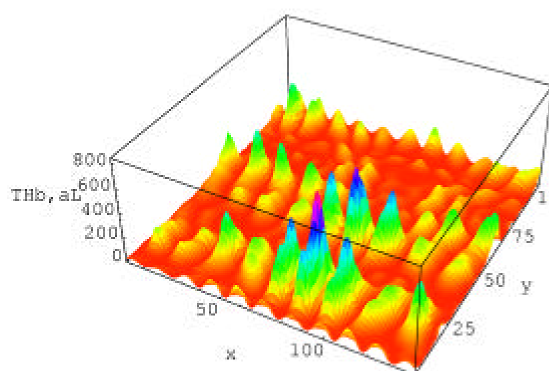


図 A.15: $a = 18:8\,{}^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

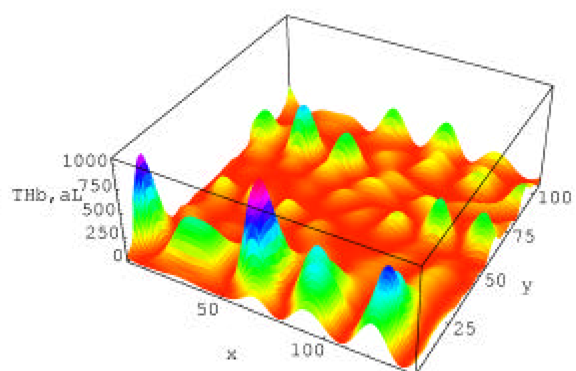


図 A.16: $a = 37:5\,{}^{1}\mathrm{m}$ における $W((x;y);a)$ のマッピング

付 録 B　式変換の詳細

ここでは、本論文中で行った、式の変換を詳しく示しておく。

第 4 章

式 4.4 の展開

$$
\begin{aligned}
W[h_{x_0}(x)](b;a) &= W[h(x+x_0) - h(x_0)](b;a) \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)} h(x+x_0)dx \\
&\quad - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)} h(x_0)dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)} h(x+x_0)dx \\
&\quad - h(x_0)\frac{1}{\sqrt{|a|}} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)} dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)} h(x+x_0)dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-(b+x_0)}{a}\right)} h(x)dx \\
&= W[h(x)](b+x_0;a) \qquad \text{(B.1)}
\end{aligned}
$$

式 4.5 の展開

$$
\begin{aligned}
W[h_{x_0}(x)](\lambda b;\lambda a) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|\lambda a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-\lambda b}{\lambda a}\right)} \{h(x+x_0) - h(x_0)\}dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|\lambda a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-\lambda b}{\lambda a}\right)} h(x+x_0)dx \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|\lambda a|}} \overline{\psi\left(\frac{x-(\lambda b+x_0)}{\lambda a}\right)} h(x)dx \\
&= W[h(x)](\lambda b+x_0;\lambda a) \qquad \text{(B.2)}
\end{aligned}
$$

付 録C　開発したモジュール

ここでは本研究を通じて開発した、解析用のモジュールの説明をまとめて記しておく。開発は文献 [23] に添付されている CD-ROM に収められているパッケージを利用して、mathematica3.0(Wolfram Research 社) を用いて行われた。

基本的な mathematica およびパッケージの使用法は文献 [23],[35] を参照されたい。

C.1　ウェーブレット解析関連

高さデータを与える際には、その形式は f n1; n2; n3:::g というような、高さ方向の座標の並びにしておく。

1. tume
   データ f n1; n2; n3:::g が 2^n(n = 1; 2; 3:::) 個の点から成っていないとき、データ最後尾に周期鏡面境界条件で、データ数が 2^n 個になるまでつめていく。
2. bunkai[data_,level_]
   f n; f n1; n2; n3:::::gg の並びで与えられたデータ数 2^{level} 個のデータ data を、分解アルゴリズムを用いて分解していく。
   分解したデータは d[¡1]〜d[¡(level ¡ 1)] に格納される。
3. calcFS[level_]
   先に示した tume、bunkai[data; level] を用い、4.2 節に示した方法でプロファイル上の各位置のウェーブレット係数を算出する。そして、n 個目の点のウェーブレット係数は、f s[n] に格納される。f s[n] の中には、レベル順にウェーブレット係数が f d[¡1]; d[¡2]; ::::; d[¡(level ¡ 1)]g のような形で入っている。
4. wavana[level_,step_]
   SEM の 3 次元形状測定装置で得たデータを、次々に calcF S[level] を用いてウェーブレット解析する。
   準備として、3 次元データを f f z_{11}; z_{12}; :::g; f z_{21}; z_{22}; :::g; :::g の並びにし、alldata に格納しておく。次に、結果を出力するファイル名を

   ```
   resfilename="test001.res"
   ```

   のように指定する。「test」の部分は任意で変更してよいが、「001:res」の部分は変更してはならない。SEM データのスキャン本数が 561 本なら、結果は 1 本目の解析結果から順に test001:res〜test561:res に出力されている。test¤¤¤:res

の中には、算出されたウェーブレット係数が f f s[1]; f s[2]; :::g の順に格納されている。
変数 step は解析を何本ごとに行うかを指定する変数である。すべて行うなら step = 1 と指定すればよいし、2 本飛ばして 3 本ごとに解析を行いたいなら step = 3 とする。

C.2 AWC 法関連

1. ```
data=ReadList["***.res",Record,
     RecordSeparators->{}];
     data=ToExpression[data];data=data[[1]];
     sum={};
For[i=1,i<=Length[data[[1]]],i++,
sum=Append[sum,0];
];
For[i=1,i<=Length[data],i++,
For[j=1,j<=Length[data[[i]]],j++,
sum[[j]]+=Abs[data[[i,j]]];
]
];
sum=sum/Length[data];
ListPlot[Log[2,sum]];
```
¤¤¤:res により与えられたファイルを読み込み、平均ウェーブレット係数を算出する。算出結果は sum に収められている。最後に $\log_2 jW(a)j$ ¡ $\log_2 a$ プロットを表示する。
2. ```
fit={};For[i=start,i<=end,i++,
fit=Append[fit,sum[[i]]]
];
Fit[Log[2,fit],{1,x},x]
```
先に求めた sum について、start から end の範囲で最小二乗法を行う。この結果算出される x の係数が Hurst 数である。
3. ```
error=0;
For[i=1,i<=Length[fit],i++,
error+=Abs[
      1 + *2* i-
         Log[2,fit[[i]]]];
];
error=error/Length[fit];
Print[N[error]]
```
```

先に行った最小二乗法の平均誤差を計算して出力する。¤1¤ に先の最小二乗法によって得られた切片、¤2¤ に傾きを代入する。

C.3 窓関数

1. filterRect[j_,n_]
   図 5.6 に示したように、j 番目の点を中心に左右 n 個まで距形窓をかける。
2. filterParzen[j_,n_]
   図 5.7 に示したように、j 番目の点を中心に左右 n 個まで三角形窓をかける。
3. filterGaus[j_,n_]
   図 5.8 に示したように、j 番目の点を中心に左右 n 個までガウス分布関数形窓をかける。
   使用法は、まず、

```
data=ReadList["***.res",Record,
    RecordSeparators->{}];
data=ToExpression[data];
data=data[[1]];
```

により、ウェーブレット係数のデータを data に格納する。

```
filterParzen[j,n]
```

により、窓関数をかける。結果は data2 に格納される。最後に、

```
fit={};
For[i=start,i<=end,i++,
fit=Append[fit,data2[[i]]];
];
Fit[Log[2,fit],{1,x},x]
```

により、level = ¡start∼¡end の範囲で最小二乗法を行い、出力された結果の x の係数が位置 j における局所的な Hurst 数である。

```
data=ReadList["***.res",Record,
    RecordSeparators->{}];
data=ToExpression[data];
data=data[[1]];
gradlong={};
For[j=1,j<=Length[data],j=j+10,
filterGaus[j,1000];
fit={};
For[i=1,i<=8,i++,
```

```
fit=Append[fit,data2[[i]]];
];
f=Fit[Log[2,fit],{1,x},x];
gradlong=Append[gradlong,Coefficient[f,x]];
];
ListPlot[gradlong,PlotStyle->RGBColor[0,0,0]];
```

というようにセットしておけば、次々に局所的な Hurst 数を算出し、最後に Hurst 数の推移をプロットし、Hurst 数の推移を一目瞭然にできる。

C.4　その他

1. makekoch[n_]
   n に再帰分割数を入れることで、n 回分割したコッホ曲線を作成、プロットする。データは m に $ffx_1; y_1g; fx_2; y_2g; :::g$ のならびで格納されている。
   このモジュールの詳細は下記のとおりである。

```
takea[k_]:={a=m[[4k-3]]};
takeb[k_]:={b=m[[4k-2]]};
c:=(2a+b)/3;
d:=(a+2b)/3;
rot={{Cos[Pi/3],-Sin[Pi/3]},{Sin[Pi/3],Cos[Pi/3]}};
x:=(1/3)*(b-a);
e:=c+rot.x;
top[k_]:={takea[k];takeb[k];c;d;x;e;m=Insert[m,c,4k-2];
m=Insert[m,e,4k-1];
m=Insert[m,d,4k]};
koch[n_]:=Do[top[k],{k,4^(n-1)}];
initm:={m={{0,0},{1,0}}};
makekoch[n_]:={initm;Do[koch[t],{t,1,n}];
    ListPlot[m,PlotJoined->True,AspectRatio->1/4,Axes->False]}
```

2. affine[div_]
   div に再帰分割数を入れることにより、div 回分割した自己アフィン図形 [10] を作成する (図 2.10)。データは m に $ffx_1; y_1g; fx_2; y_2g; :::g$ のならびで格納されている。
3. soshika[st_,en_]
   フラクタル次元を算出する方法の一つである、粗視化の度合いを変える方法により、円の半径と個数の関係を調べる。元のデータは m に $ffx_1; y_1g; fx_2; y_2g; :::g$ のならびで格納しておく。st は最小円半径、en は最大円半径である。結果は

rnarrayall に格納される。

あとがき

謝辞

本研究は東京大学工学部 酒井信介教授のご指導のもとに進められました。お忙しい中、私が困り果てているときには、やさしくご助言をいただき、どうにかこうにか論文をしあげるに至りました。本当にありがとうございました。

泉助手にも大変お世話になりました。本当に何から何まで助けていただいた感があります。本研究をすすめるにあたって、幾度となくほぼ毎日のように頭を抱えている私に、逐一指針を示していただきました。また、すぐサボりたがる私を、叱咤激励してちゃんと研究するようにしむけていただけたおかげで、なんとかここまでたどりつけたことに、本当にお礼の言葉も見つかりません。ありがとうございました。

高野助手にも、地下実験室での作業の際にはお世話になりました。お忙しい中なにかと気を使って声をかけていただいたことは大変うれしく思います。近頃の嫌煙ブームの中、研究室内でもスモーカーが少なくなっていく中、一緒に煙草をふかしながらお相手していただける方として大変ありがたかったです。ありがとうございました。

浅川技官にも、様々な研究の資材をそろえたり、準備をしたりする際にいろいろご苦労かけました。本当にありがとうございました。

高垣さんにもお世話になりました。日頃の世間話の話相手から、研究のアドバイスまでいろいろお世話になりました。ありがとうございました。

ジラポンさんも、なにかと頭を抱えている私にやさしい言葉で幾度となく励ましてくれました。今ごろはきっとタイでお好み焼きを大ブームにしてくれていることと思います。ありがとうございました。

ジャンさんも、文献をいただいたりしてお世話になりました。ありがとうございました。

ジャックサニーさんにもお世話になりました。来日してすぐに会った日本人が私ということで、「日本は変な国かも…」とかなりの不安を与えてしまったかもしれないことに、ここで謝罪させていただきます。研究室での席も隣ということもあって、いろいろお話しましたが、そのせいで関西弁まで覚えなければならない苦労を与えてしまいました。ほんま、すんません。

山際さんには、学部時代を含めて長らくお世話になりました。公私含めてよく遊んだもんです。こんな私に3年間もつきあっていただきありがとうございました。研究の悩みから私生活の悩みに至るまでいろんなことを相談にのってもらいました。

学部４年生時に、私が勝手に「師匠」と呼び始めて以来、ある程度その呼び名が定着してしまい申し訳ございません。酒井研のエースとしてこれからもがんばってください。

同学年の小野君にもお世話になりました。ありがとうございました。

原君にもお世話になりました。私のしょうもないボケにもいちいちツッコんでいただいて、大変救いになりました。あなたのおかげで私の研究室内での地位もなんとか保たれていたようなものです。最後には研究でも助けていただいてお礼の言葉もございません。ありがとう。

柴田さんにも、日々の世間話に付き合っていただいたりと大変お世話になりました。ありがとう。

岡本君もあまり会う機会もありませんでしたが、たまに会うと気軽に話し掛けてきてくれてありがとうございました。

村上君は、その発言のカオスぶりに大変驚かされました。当初、本当に変なやつだと思っていましたが、最後のがんばりぶりには大変びっくりし見直しました。これからもしっかりがんばってください。

明神君は、そのクールな外見に似合わず、小田和正とサッカーを語らせたときの熱い語りに大変びっくりさせられました。これからもがんばってください。

山田君は、当初、発言のハードパンチャーかつ打たれ弱さぶりに、彼は大丈夫なのかという一抹の不安を抱きましたが、日を経るにつれ、打たれ強くなっていき、いじられキャラを確立していく姿に大変楽しみを覚えて見させていただきました。これからもがんばってください。

(株) エリオニクスの佐々木氏にも SEM について大変お世話になりました。トラブルが起きるたびに、お忙しい中わざわざ出向いていただいてありがとうございました。来ていただくたびに楽しいお話をしていただいて、私の楽しみな時間の一つでありました。おかげで研究を円滑に進める事ができました。ありがとうございました。

東京都城南地域中小企業振興センターの内田聡氏にも大変お世話になりました。どこの馬の骨だかわからない私の、突然の試験片切断のお願いにお忙しい中快く応じていただき、さらには研磨のアドバイスまでしていただき大変ありがとうございました。

ここには書ききれませんでしたが、他にも本当に多くの友人たちのいろいろな形での励ましのおかげでなんとか、本論文を仕上げることができました。私一人の力では仕上げられなかったと思います。本当に多くの人に支えられて、ここまでやってこれました。本当に感謝でいっぱいです。ありがとうございました。

著者近影



以上

1» 90 ページ　完

修士論文

平成13年　2月 16日　提出

96159　　橘鷹　伴幸